

Messung der Lebensdauer von geladenen und neutralen
D-Mesonen mit Siliziumstreifendetektoren

*Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von

Egbert R. Belau

aus Bad Honnef

München, den 21. Januar 1985

**Messung der Lebensdauer von geladenen und neutralen
D-Mesonen mit Siliziumstreifendetektoren**

*Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von

Egbert R. Belau

aus Bad Honnef

München, den 21. Januar 1985

Erster Gutachter: *Prof. Dr. Hans-Peter Dürr*

Zweiter Gutachter: *Prof. Dr. Črtomir Zupančič*

Tag der mündlichen Prüfung: *10. Mai 1985*

Überblick

In der vorliegenden Arbeit, die am Max-Planck-Institut für Physik durchgeführt wurde, wird die Messung der Lebensdauer der geladenen und der neutralen D-Mesonen im CERN-Experiment NA11 beschrieben*.

Die D-Mesonen werden hadronisch in 200 GeV/c π^- -Be-Wechselwirkungen erzeugt. Zur Anreicherung der Ereignismenge mit Charm-Teilchen wird auf das Auftreten eines einzelnen Elektrons aus dem semileptonischen Zerfall eines Charm-Teilchen getriggert. Das assoziiert produzierte D- (bzw. $\bar{D}$ -) Meson wird in den Zerfallskanälen $K^\mp \pi^\pm$, $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ oder $K^\mp \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ nachgewiesen.

Die Zerfälle der D-Mesonen werden durch den Nachweis ihrer endlichen Flugstrecke isoliert. Dazu werden die Teilchenspuren mit eigens hierfür entwickelten Siliziumstreifendetektoren, deren Ortsauflösung 5 μm erreicht, vermessen. Durch Extrapolation der Spuren zum Target können dann Erzeugungs- und Zerfallsvertices rekonstruiert werden. Aus 4,3 Mio. aufgezeichneten Wechselwirkungen werden 54 vollständig rekonstruierte D-Mesonen über einem Untergrund von 5 Ereignissen identifiziert.

Die Lebensdauer der D-Mesonen ist durch ihre Flugstrecke und ihren Impuls gegeben. Nach Korrektur auf Akzeptanz und Untergrund finden wir für die mittlere Lebensdauer der geladenen und neutralen D-Mesonen

$$\tau_{D^+} = 10,6^{+3,6}_{-2,4} \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \text{und} \quad \tau_{D^0} = 3,7^{+1,0}_{-0,7} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

und für das Verhältnis der Lebensdauern

$$\tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2,8^{+1,1}_{-0,8}.$$

Unsere Messung, die auf der größten Anzahl vollständig rekonstruierter D-Zerfälle beruht, stimmt gut mit den Messungen anderer Experimente überein.

Im Zuschauermodell der Charm-Teilchen-Zerfälle, das die W-Abstrahlung als den dominanten Zerfallsprozess annimmt, wird die Lebensdauer aller Charm-Teilchen als gleich vorhergesagt. Der deutliche Unterschied der Lebensdauern von D^+ und D^0 zeigt, daß das Zuschauermodell die Zerfälle von D-Mesonen nicht befriedigend beschreiben kann und daß W-Austausch und W-Annihilation beim Zerfall der Charm-Teilchen eine wichtige Rolle spielen.

* Der persönliche Beitrag des Autors zu dem hier beschriebenen Experiment ist auf Seite 8 zusammengefasst.

Inhalt

Überblick	i
1. Einleitung	1
1.1 Phänomenologischer Überblick	1
1.1.1 Bisher bekannte Charm-Teilchen	1
1.1.2 Produktion von Charm-Teilchen	2
1.1.3 Zerfälle von Charm-Teilchen	3
1.2 Experimentelle Methoden	5
1.2.1 Anreicherung von Charm-Ereignissen in hadronischer Wechselwirkung	5
1.2.2 Messung der Flugstrecke kurzlebiger Teilchen	5
1.3 Das Experiment NA11	8
 Teil 1 Experiment	
2. Spektrometer	12
2.1 Teilchenstrahl und Target	13
2.2 Vertexteleskop	14
2.3 Magnete und Driftkammersystem	14
2.4 Čerenkovzähler	15
2.5 Elektrontriggersystem	16
3. Siliziumdetektorteleskop	18
3.1 Funktionsweise der Siliziumdetektoren	18
3.1.1 Funktionsprinzip	18
3.1.2 Segmentierte Elektroden	20
3.1.3 Kapazitive Ladungsteilung	20
3.1.4 Wahl der geometrischen Parameter	21
3.2 Herstellung der Detektoren	22
3.3 Aufbau des Detektorteleskops	24
3.4 Ausleseelektronik	27
3.4.1 Signalverstärkung und Digitalisierung	27
3.4.2 Kalibration	28
3.5 Eigenschaften der Siliziumstreifendetektoren	28
3.5.1 Clustergrößen	28
3.5.2 Nachweiswahrscheinlichkeit	30
3.5.3 Koordinatenbestimmung und Ortsauflösung bei isolierten Spuren	31
3.5.4 Mehr-Teilchen-Trennung	32

3.6 Eigenschaften der Vertexteleskops	33
3.6.1 Bestimmung des Fehlers der Impaktparameter	34
3.6.2 Bestimmung des Fehlers der Vertexposition	35
3.7 Zusammenfassung der Eigenschaften der Siliziumdetektoren und des Vertexteleskops	36
4. Trigger und Datennahme	38
4.1 Trigger	38
4.1.1 Schneller Trigger	38
4.1.2 Zweite Triggerstufe	40
4.2 Datennahme	41
 Teil 2 Auswertung 	
5. Ereignisrekonstruktion	44
5.1 Vermessung und Kalibration des Spektrometers	44
5.2 Identifizierung des Elektrons und Paar-Erkennung	45
5.3 Spurrekonstruktion und Impulsmessung	46
5.4 Teilchenidentifizierung	47
6. Auswertung der Siliziumdetektor-Information	49
6.1 Spurrekonstruktion mit den Siliziumdetektoren	49
6.1.1 Rekonstruktion des Strahlteilchens	49
6.1.2 Strategie der Spurrekonstruktion	50
6.1.3 Spurrekonstruktion mit Führung durch die Driftkammerspuren	50
6.2 Vertexrekonstruktion	52
6.2.1 Vertexanpssung	53
6.2.2 Vorläufiger Wechselwirkungsvertex	54
6.2.3 Spursuche mit Führung durch Driftkammerspuren und Vertex	55
6.2.4 Behebung von Spurrekonstruktionsfehlern	55
6.3 Erkennung von Elektron-Paaren mit den Siliziumdetektoren	55
6.4 Zusammenfassung	57
7. Auswahl der Charm-Zerfälle	58
7.1 Auswahl der Sekundärvertexkandidaten	58
7.2 Auswahl der Primärvertexkandidaten	60
7.3 Signifikanzforderungen	60
7.4 Spursuche mit Vertexführung	62
7.5 Zusammenfassung der Auswahlkriterien	62
7.6 Ergebnis der Ereignisauswahl	63
7.6.1 Verteilung der invarianten Massen	67

7.6.2 Bestimmung der Anzahl der D-Mesonen und des Untergrundes . . .	67
7.6.3 Zusammenfassung	70
8. Lebensdauerermessung	71
8.1 Definition der D-Kandidaten und der Kontrollereignisse	71
8.2 Bestimmung der Lebensdauern der einzelnen Zerfälle	71
8.3 Bestimmung der mittleren Lebensdauer aus einem Ensemble von Zerfällen	71
8.3.1 Lebensdauerbestimmung bei beschränkter Akzeptanz	72
8.3.2 Bestimmung der mittleren Lebensdauer unter Berücksichtigung des Untergrundes	76
8.3.3 Einfluß der Fehler der einzelnen Lebensdauerermessung und der minimal akzeptierbaren Lebensdauer	77
8.4 Untersuchung möglicher systematischer Fehler	79
8.5 Zusammenfassung der Lebensdauerbestimmung	83

Teil 3

Diskussion der Ergebnisse

9. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten	86
9.1 Übersicht über Lebensdauerermessungen von D-Mesonen	86
9.2 Diskussion systematischer Fehler	88
9.2.1 Unvollständig rekonstruierte Zerfälle	88
9.2.2 Akzeptanzbestimmung	89
9.3 Bewertung	90
9.4 Bestimmung eines neuen Welt-Mittelwerts der Lebensdauern	91
10. Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Erwartungen	93
10.1 Das einfache Zuschauermodell	93
10.2 Verbessertes Zuschauermodell	96
10.2.1 Einfluß der Starken Wechselwirkung	96
10.2.2 Korrekturen durch endliche Quarkmassen	97
10.2.3 Antisymmetrisierung der Wellenfunktion bei identischen Quarks	97
10.3 W-Austausch- und Annihilationsdiagramme	98
10.4 Zusammenfassung	99
11. Zusammenfassung und Ausblick	101
Literturverzeichnis	103
Danksagung	108

1. Einleitung

Seit der Entdeckung der Charm-Teilchen [1 – 3] im Jahre 1974 bzw. 1976*, ist dieser neuen Teilchensorte sehr viel Aufmerksamkeit geschenkt worden. Der Impulsübertrag beim Zerfall dieser Teilchen ist etwa 1,5 GeV/c. Da die Kopplungskonstante der Starken Wechselwirkung mit zunehmendem Impulsübertrag kleiner wird, kann hier der Einfluß der Starken Wechselwirkung in Störungstheorie der Quantenchromodynamik (QCD) besser behandelt werden als bei den üblichen durch Schwache Wechselwirkung hervorgerufenen Zerfällen (π^- , K- und Kern- β -Zerfälle). Dadurch wird es möglich, das Zusammenspiel der Starken und der Schwachen Wechselwirkung zu studieren.

Die Untersuchung der Charm-Zerfälle erlaubt die Bestimmung freier Parameter des "Standardmodells" der Elektroschwachen Wechselwirkung [4], der Mischungsparameter in der Kobayashi-Maskawa-Matrix, die den Zusammenhang zwischen den Eigenzuständen des Schwachen Isospins und den Flavour-Eigenzuständen der Starken Wechselwirkung herstellt.

1.1 Phänomenologischer Überblick

In der vorliegenden Arbeit sind i.a. bei Teilchenbezeichnungen und Reaktionen implizit die ladungskonjugierten Zustände einbezogen. Anderenfalls wird das Teilchen unterstrichen (z.B. $\underline{\pi}^-$)

1.1.1 BISHER BEKANNTE CHARM-TEILCHEN

Das Elementarteilchen mit der Quantenzahl **Charm** war das vierte Quark, das entdeckt wurde. Wie alle Quarks kommt es nur in gebundenen Zuständen mit anderen Antiquarks (Charm-Mesonen) oder in Drei-Quark-Systemen (Charm-Baryonen) vor. Die Charm-Mesonen sind aus den Quarks ($c\bar{u}$), ($c\bar{d}$), ($c\bar{s}$) und ($c\bar{c}$) zusammengesetzt; dabei bedeuten u, d, s und c die Quark-Flavours Up, Down, Seltsam (Strange) und Charm.

Die Pseudoskalarmesonen ($J^P = 0^-$), die das Charm-Quark enthalten, wurden inzwischen alle beobachtet; sie heißen D^0 , D^+ , F^+ , und η_c . D^0 , D^+ und F^+ haben "offenen" Charm, d.h. ihre Charm-Quantenzahl C ist +1. Unter den schwereren Vektormesonen ($J^P = 1^-$) finden sich das J/ψ , das als erstes Charm-Teilchen 1974 entdeckt wurde, und die D^{*+} und D^{*0} .

Von den Charm-Baryonen sind bislang das Λ_c^+ (cud), das Σ_c^{++} (cuu) und das Λ^+ (csu) etabliert. Einen guten Überblick über die Eigenschaften der Charm-Teilchen gibt [5]; die neuesten Ergebnisse sind in [6] zusammengefaßt.

* Das Teilchen J/ψ ($c\bar{c}$) mit verdecktem Charm wurde 1974, das D^0 -Meson ($c\bar{u}$) mit offenem Charm 1976 entdeckt.

1.1.2 PRODUKTION VON CHARM-TEILCHEN

Charm-Teilchen werden in hochenergetischen Stößen in Schwacher, Elektromagnetischer und Starker Wechselwirkung erzeugt. In Elektromagnetischer und Starker Wechselwirkung gilt wie bei den Seltsamen Teilchen das Prinzip der assoziierten Produktion, d.h. die additive Quantenzahl Charm C ist erhalten und Charm-Teilchen werden nur paarweise (mit $C = +1$ und $C = -1$) erzeugt. Abb. 1.1 zeigt die Diagramme der Charm-Produktionsprozesse in niedrigster Ordnung.

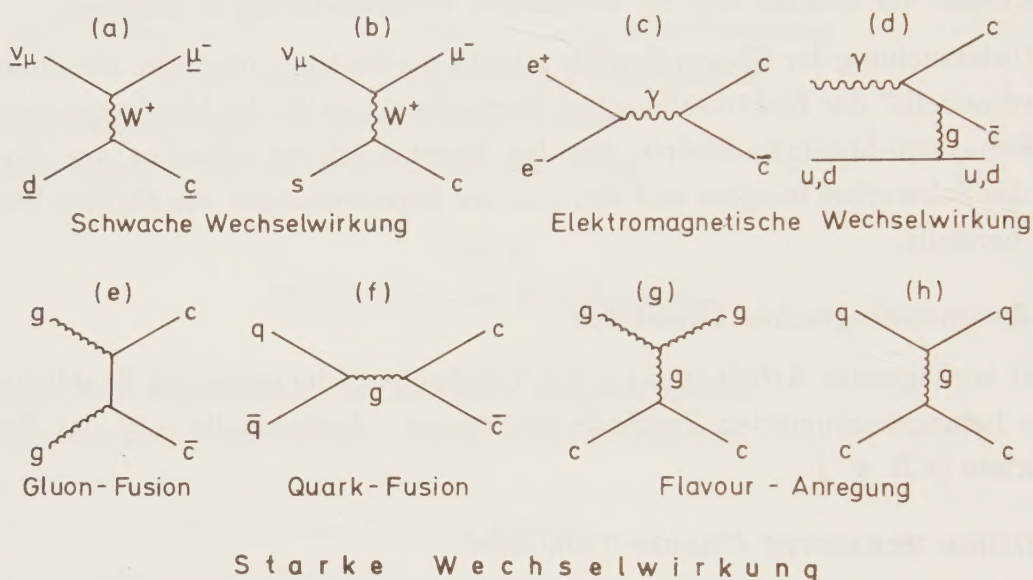


Abb. 1.1 Produktion von Charm-Teilchen in Schwacher (a,b), Elektromagnetischer (c,d) und Starker (e-h) Wechselwirkung.

In Schwacher Wechselwirkung sind zwar die Wirkungsquerschnitte klein ($\sigma_{tot} \approx 0,3$ pb bei 10 GeV Schwerpunktsenergie), aber das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Charm-Produktion und Nicht-Charm-Produktion ist relativ groß (etwa 10 %). In ν -p-Stößen wurden die ersten Charm-Baryonen entdeckt [7].

Aus e^+e^- -Wechselwirkungen stammen bis heute die meisten Informationen über Charm-Mesonen. Da die angeregten Zustände ψ'' und ψ''' des Charmonium-Systems ($c\bar{c}$) dicht über der Erzeugungsschwelle für D- bzw. D*-Mesonen liegen, können D- und D*-Mesonen als Zerfallsprodukte dieser Resonanzen mit wenig Untergrund identifiziert werden. Dies wird durch die kinematische Bedingung ermöglicht, daß die Energiesumme der zwei D-Meson-Kandidaten gleich der doppelten Strahlenergie ist. Diese Methode der nahezu untergrundfreien Rekonstruktion ist allerdings für die schwereren Charm-Teilchen (F-Mesonen und Baryonen) nicht möglich. In e^+e^- -Wechselwirkung werden die Charmonium-Zustände durch die Annihilation von e^+ und e^- über ein virtuelles Photon erzeugt.

Charm-Teilchen können auch mit reellen Photonen produziert werden. Bei Schwerpunktsenergien von 10–20 GeV ist der Wirkungsquerschnitt für Charm-Erzeugung (ca. $1 \mu\text{b}$) etwa 1 % des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts.

Die Charm-Produktion in Starker Wechselwirkung hat den größten Wirkungsquerschnitt (ca. $30 \mu\text{b}$). Sie ist jedoch, verglichen mit Nicht-Charm-Produktion, stark unterdrückt (etwa 1:1000). Hier sind die Produktionsprozesse noch wenig verstanden. Außerdem sind die verfügbaren Daten unter sehr verschiedenen Bedingungen gewonnen, nur schwer vergleichbar und teilweise widersprüchlich. Auf diesem Gebiet sind daher noch etliche Fragen offen [8,9].

1.1.3 ZERFÄLLE VON CHARM-TEILCHEN

Die Zerfälle der leichtesten Teilchen mit offenem Charm ($C = \pm 1$) können nur durch eine Flavour-Änderung ablaufen. Diese findet, soweit man heute weiß, nur durch geladene Schwache Ströme, d.h. durch die Abstrahlung oder den Austausch eines geladenen, virtuellen, intermediären Vektorbosons $W^\pm$ statt. Man klassifiziert die Zerfälle nach leptonischen, semileptonischen und nichtleptonischen (hadronischen) Endzuständen.

Rein leptonisch können nur geladene Mesonen zerfallen. Gaillard et al. [10] schätzen die partielle Breite für das D^+ -Meson mit etwa $2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ sehr klein ab. Es konnten bisher noch keine derartigen Zerfälle nachgewiesen werden.

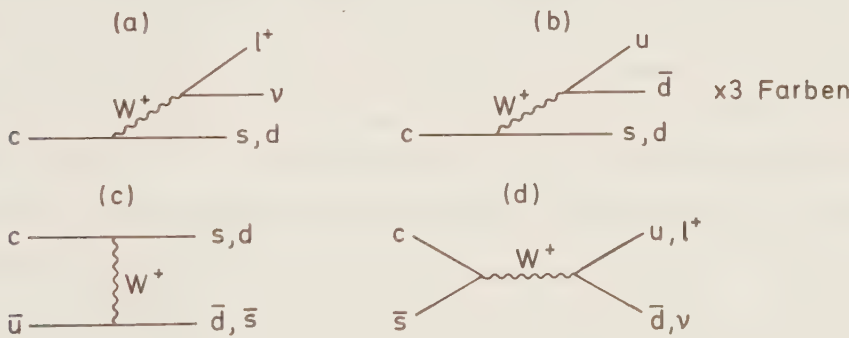


Abb. 1.2 Zerfallsdiagramme des Charm-Quarks, (a) und (b) werden als W^+ -Abstrahlung, (c) als W^+ -Austausch und (d) als Anihilation bezeichnet.

Der semileptonische Zerfall von Charm-Teilchen kann als β -Zerfall des Charm-Quarks betrachtet werden (Abb. 1.2a), $c \rightarrow s' + l^+ + \nu_l$, wobei $s' = s \cos \Theta_c + d \sin \Theta_c$ ist. $\Theta_c \approx 13^\circ$ ist der Cabibbowinkel, der im Vier-Quark-Modell die relative Kopplungsstärke von $c \rightarrow s$ und $c \rightarrow d$ beschreibt. Da $\cos^2 \Theta_c \gg \sin^2 \Theta_c$ ist, zerfällt das c-Quark (Cabibbo-) bevorzugt in ein s-Quark und selten in ein d-Quark. Die partielle Breite dieses Prozesses

kann bei Vernachlässigung der Masse des s- bzw. d-Quarks durch die Skalierung vom β -Zerfall des Myons abgeschätzt werden:

$$\Gamma_{sl}(c \rightarrow s' l^+ \nu_l) \approx \left(\frac{m_c}{m_\mu} \right)^5 \Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu), \quad (1.1)$$

dabei ist m_c die Masse des Charm-Quarks. Für $m_c \approx 1,5 \text{ GeV}/c^2$ erhält man $\Gamma_{sl} \approx 2,5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Das $W^\pm$ -Boson koppelt außer an Leptonen mit gleicher Stärke auch an Quark-Antiquark-Paare, die in drei Farben auftreten (Abb. 1.2b). Dieser Prozeß erzeugt rein hadronische Endzustände.

In der einfachsten Form des sogenannten **“Zuschauermodells”** (spectator model) der Charm-Teilchen-Zerfälle wird der Einfluß der anderen Quarks im Anfangs- und Endzustand vernachlässigt. Dann gilt für die totale Breite

$$\Gamma_{\text{tot}} = 2 \times \Gamma_{sl} + 3 \times \Gamma(c \rightarrow s u \bar{d}) \approx 5 \times \Gamma_{sl} \approx 10^{12} \dots 10^{13} \text{ s}^{-1},$$

die Faktoren 2 und 3 stehen für zwei Arten von Leptonen und für drei Farben bei den Quarks. In diesem einfachsten Modell sind also die Lebensdauern für alle Charm-Teilchen gleich und von der Größenordnung 10^{-13} bis 10^{-12} s .

Schon die ersten Messungen der Lebensdauer mit nur wenigen Ereignissen ergaben eine längere Lebensdauer für das geladene als für das neutrale D-Meson [11]. Dies wird sowohl in der vorliegenden Arbeit als auch von anderen Experimenten bestätigt.

Man nimmt heute allgemein an, daß der Unterschied in der Lebensdauer durch die starke Wechselwirkung der Quarks in den Anfangs- und Endzuständen verursacht wird. Diese Annahme wird durch die Tatsache unterstützt, daß das semileptonische Verzweigungsverhältnis für geladenene D-Mesonen ebenfalls größer ist als das der neutralen. Wenn das Verhältnis der Lebensdauern der beiden D-Mesonen das gleiche ist wie das der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse, so folgt, daß die partiellen Breiten für den semileptonischen Zerfall gleich sind. Dies bedeutet, daß die zugrunde gelegte Annahme des β -Zerfalls des Charm-Quarks richtig ist, aber auf der Seite der hadronischen Wechselwirkung modifiziert werden muß, u.a. durch die Diagramme in Abb. 1.2c und d, die bislang außer acht gelassen wurden.

Die Frage, welche Korrekturen im hadronischen Teil des Zerfalls wesentlich sind und ob das o.a. Bild in sich konsistent ist, kann durch eine genaue Messung der Lebensdauer der verschiedenen Charm-Teilchen und der Verzweigungsverhältnisse in Zustände mit unterschiedlichen Quantenzahlen beantwortet werden.

1.2 Experimentelle Methoden

1.2.1 ANREICHERUNG VON CHARM-EREIGNISSEN IN HADRONISCHER WECHSELWIRKUNG

Obwohl die Produktionsraten für Charm-Teilchen in hadronischer Wechselwirkung, verglichen mit Elektromagnetischer und Schwacher Wechselwirkung, hoch sind, stehen die Experimentatoren vor der schwierigen Aufgabe, diese Teilchen aus den etwa tausendmal häufigeren "normalen" inelastischen Wechselwirkungen zu isolieren.

Wegen der starken Unterdrückung der Charm-Produktion gegenüber anderen Wechselwirkungen ist es notwendig, den Anteil an Ereignissen mit Charm-Teilchen mit Hilfe von charakteristischen Eigenschaften dieser Teilchen anzureichern. Dazu eignen sich

- das Auftreten von Elektronen oder Müonen im Endzustand wegen des relativ großen semileptonischen Verzweigungsverhältnisses.
- das Auftreten von Seltsamen Teilchen als Cabibbo-bevorzugte Endzustände.
- die endliche Flugstrecke der Charm-Teilchen.

In dem hier beschriebenen Experiment wird von allen drei Möglichkeiten Gebrauch gemacht.

1.2.2 MESSUNG DER FLUGSTRECKE KURZLEBIGER TEILCHEN

Die Flugstrecke s hochenergetischer instabiler Teilchen ergibt sich aus der Lebensdauer t im Ruhesystem durch $s = tp/m$, wobei p der Impuls und m die Masse des Teilchens sind. Für ein Teilchen von $2 \text{ GeV}/c^2$ Masse und $10 \text{ GeV}/c$ Impuls ist die Flugstrecke $150 \text{ } \mu\text{m}$ bei einer Lebensdauer von 10^{-13} s . Wegen der breiten Streuung der Impulse bei der Produktion dieser Teilchen in hochenergetischen Stößen und der exponentiellen Lebensdauerverteilung, liegen die Flugstrecken zwischen einigen $10 \text{ } \mu\text{m}$ und gelegentlich einigen Zentimetern.

Für Detektoren, die in der Region der Flugstrecke nicht empfindlich sind, ist nicht die Flugstrecke selbst die entscheidende Größe, sondern der projizierte seitliche Abstand der Spuren der Zerfallsprodukte zum Produktionsvertex (im folgenden **Impaktparameter** genannt). Dieser ist in erster Näherung vom Impuls des instabilen Teilchens unabhängig* und ist von der Größenordnung $c\tau$ (i.e. $30 \text{ } \mu\text{m}$ für $\tau = 10^{-13} \text{ s}$).

Um seltene Ereignisse wirksam aus dem Untergrund von "gewöhnlichen" inelastischen Wechselwirkungen herauszufiltern, muß die Ortsauflösung der Detektoren von der Größenordnung $10 \text{ } \mu\text{m}$ sein. Seit der Entdeckung der Charm-Teilchen ist daher das In-

* Die Verteilung der Impaktparameter ist bei relativistischen Teilchen in erster Näherung impulsunabhängig, da die Flugstrecke proportional und der mittlere Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte umgekehrt proportional zum Impuls des instabilen Teilchens ist.

teresse an hochauflösenden Detektoren stark gewachsen. Im folgenden gehe ich kurz auf die verschiedenen Methoden zur Flugstreckenmessung dieser kurzlebigen Teilchen ein.

1. Allen anderen in der Ortsauflösung um ein bis zwei Größenordnungen überlegen ist die Technik der **Kernspuremulsionen**. Korngrößen von ca. $0,2\text{--}0,5\text{ }\mu\text{m}$ erlauben Messungen von Lebendauern bis herab zu 10^{-14} s. Neben den Vor- und Nachteilen, die diese Technik mit anderen optischen Methoden gemeinsam hat, ist die lange "Gedächtniszeit" ungünstig. Sie führt zur Überlagerung vieler Wechselwirkungen im empfindlichen Material und erschwert die Durchmusterung der Emulsionen. Für Neutrino- und Photon-Wechselwirkungen wird diese Technik jedoch von einigen Gruppen angewendet [11,12].
2. Durch spezielle hochauflösende Optik lassen sich in **Blasenkammern** Blasengrößen von weniger als $30\text{ }\mu\text{m}$ bei Blasendichten von 300 cm^{-1} photographieren. Derartige hochauflösende Blasenkammern werden von mehreren Gruppen zur Messung von Charm-Teilchen verwendet [13 – 15].
3. Ein triggerbares optisches System sind **Streamer-kammern**, deren Ortsauflösung inzwischen fast vergleichbar mit o.a. Blasenkammern geworden ist [16,17]. Mit einer Streamerkammer wurden zwar schon kurzlebige Teilchen beobachtet [18], jedoch wurde bisher noch keine Lebensdauer gemessen.

Den vorgenannten Methoden ist gemeinsam, daß die Information über die Wechselwirkung optisch gespeichert ist. Bevor sie weiterverarbeitet werden kann, müssen die Bilder bzw. Emulsionen durchmustert und digitalisiert werden. Obwohl die Automatisierung auf diesem Gebiet fortgeschritten ist, sind diese Arbeiten noch immer an den Einsatz von Meßpersonal gebunden und sehr zeitaufwendig. Dies gilt ganz besonders für Emulsionen. Diese Arbeiten begrenzen die Anzahl der Ereignisse, die durchmustert und gemessen werden können, und stellen damit Grenze für hohe Statistik bzw. seltene Prozesse dar.

Elektronische Detektoren, wie Driftkammern oder Halbleiterdetektoren, haben diese Begrenzung nicht. Hier ist die Analysezeit durch die Rechenzeit für die Mustererkennung der digitalen Detektorinformation gegeben.

4. Mit speziellen Gasen und bei hohem Druck lassen sich mit **Driftkammern** Auflösungen von $23\text{ }\mu\text{m}$ pro Draht erzielen [19]. Die Zweiteilchentrennung ist jedoch auf etwa 1 mm beschränkt ($0,4\text{ mm}$ in einer time expansion chamber [20]). Raumladungseffekte begrenzen die Rate auf ca. 10^5 Teilchen $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-1}$ im empfindlichen Teil der Kammer.

Wenn die endliche Lebensdauer der Charm-Teilchen nicht zur ihrer Identifizierung herangezogen werden muß, wie z.B. in e^+e^- -Wechselwirkungen nahe der Erzeugungsschwelle, können auch Driftkammern mit Ortsauflösungen von ca. $100\text{ }\mu\text{m}$ zur Lebensdauerermessung von Charm-Teilchen verwendet werden [21].

5. **Halbleiterdetektoren** haben eine potentielle Ortsauflösung für hochenergetische Teilchen von ca. $1\ \mu\text{m}$ [22]. Wegen fehlender Gasverstärkung und kurzen Driftzeiten der Ladungsträger können sie bei hohen Teilchenraten ($10^6 - 10^7\ \text{s}^{-1}$) betrieben werden. Die tatsächlich erreichbare Ortsauflösung wird durch die Granularität der Elektroden auf den Detektoren und das Rauschen der Ausleseelektronik bestimmt. Seit der Anwendung der Planar-Technologie [23] gelingt es, Diodenstrukturen von nur $10\ \mu\text{m}$ Breite herzustellen.

Man kann zwei verschiedene Methoden unterscheiden, Halbleiterdetektoren für Lebensdauermessungen zu verwenden.

- (a) Messung der longitudinalen **Multiplizitätsentwicklung** der geladenen Teilchen. Hier wird die Ionisation in Richtung des Strahlteilchens in kleinen Schritten Δl gemessen; sie ist ein Maß für die Anzahl der geladenen Teilchen im Intervall Δl . Wechselwirkungen und Zerfälle, bei denen sich die Anzahl der geladenen Teilchen erhöht, können so durch einen Sprung in der Ionisation erkannt werden (Aktives Target). Δl wird durch die in diesem Intervall deponierte Ladung eines Teilchens im Verhältnis zum Rauschen der Elektronik auf $0,05 - 0,5\ \text{mm}$ begrenzt. Wegen der relativistischen Zeitdehnung durch den hohen Impuls der zerfallenden Teilchen können Lebensdauern von $10^{-13} - 10^{-12}\ \text{s}$ gemessen werden [24,25]. Ohne eine transversale Segmentierung der Ionisationsmessung ist es jedoch nicht möglich, die hinter einem derartigen Aktiven Target gemessenen Spuren den jeweiligen Vertices zuzuordnen. Diese Methode ist außerdem auf vorwiegend kohärente Wechselwirkungen (wie Photo-Produktion) beschränkt, da bei inkohärenten Wechselwirkungen die stark ionisierenden Kernfragmente die Position des Primärvertex verdecken.
- (b) Messung der geladenen **Teilchenspuren** hinter dem Target und Extrapolation der Spuren zum Wechselwirkungspunkt. Dabei muß der Impaktparameter der Spuren mit einer Genauigkeit von $10 - 20\ \mu\text{m}$ gemessen werden, um eine starke Untergrundunterdrückung zu gewährleisten. Dies kann mit einer sehr feinen Segmentierung der Diodenstrukturen erreicht werden. Die Zuordnung der gemessenen Spuren zu den jeweiligen Vertices ermöglicht dann eine erhebliche Verminderung des kombinatorischen Untergrundes und erlaubt so auch die Untersuchung von Endzuständen mit hoher Multiplizität [26,27].

Eine neuartige Methode der Spurmessung mit Silizium-Driftkammern wurde von Gatti und Rehak [28] vorgeschlagen und wird zur Zeit am MPI für Physik entwickelt und erprobt [29].

Die Messung der Teilchenspuren ist zwar sehr aufwendig, da viele Detektorebenen mit jeweils mehreren hundert elektronischen Kanälen installiert werden müssen, ist aber

von den elektronischen Methoden am vielseitigsten. Durch die raschen Fortschritte bei der Entwicklung von schnellen Rechenmaschinen, bietet die vollständig elektronische Aufzeichnung von Wechselwirkungen auch bei seltenen Prozessen die Möglichkeit der Ansammlung hoher Statistik.

1.3 Das Experiment NA11

Das Experiment NA11 am Super-Protonen-Synchrotron SPS des Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf hat die Untersuchung der Produktionsmechanismen von Charm-Teilchen in Starker Wechselwirkung und die Messung von Eigenschaften der Charm-Teilchen zum Ziel.

Die Charm-Teilchen werden in π^- -Be-Stößen bei 200 GeV/c Strahlimpuls erzeugt. Zur Anreicherung der Ereignisse mit Charm-Teilchen wird im Trigger das Auftreten eines einzelnen Elektrons verlangt (Einzelelektrontrigger). Die geladenen Teilchen werden in Siliziumstreifendetektoren, Proportionalkammern und Driftkammern vermessen. Čerenkovzählerhodoskope erlauben eine Unterscheidung von π , K und p für Impulse zwischen 4 und 80 GeV/c. Zerfälle von Charm-Teilchen werden durch die genaue Vermessung der Erzeugungs- und der Zerfallsvertices anhand ihrer endlichen Flugstrecke identifiziert.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Messung der Lebensdauer der geladenen und neutralen D-Mesonen durchgeführt. Sie entstand am Werner-Heisenberg-Institut des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik.

Das Experiment NA11 ist, wie die meisten Hochenergieexperimente, so kompliziert und aufwendig, daß es erst durch die Zusammenarbeit und Arbeitsteilung einer größeren Anzahl von Physikern und Technikern ermöglicht wird. Es wird von folgenden Instituten getragen:

- * NIKHEF-H, Amsterdam, Niederlande
- * Universität Bristol, Bristol, Großbritannien
- * CERN, Genf, Schweiz
- * Institut für Kernphysik, Krakau, Polen
- * Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München
- * Rutherford Laboratorium, Chilton, Didcot, Großbritannien

Der Autor hat an der Entwicklung der Siliziumdetektoren mitgewirkt. Er hat die Detektoren in das Experiment eingebaut und sie in Betrieb genommen. Ferner hat er an der Erstellung des Rekonstruktionsprogramms mitgewirkt, die Auswahlkriterien zur Isolierung der Charm-Zerfälle entwickelt, und er führte die Analyse zur Lebensdauerbestimmung durch. Dies sind daher auch die Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit, die in drei Hauptteile gegliedert ist:

1. Im ersten Teil wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Dabei liegt das Gewicht bei den neuartigen Komponenten, den Siliziumdetektoren.
2. Im zweiten Teil wird die Datenanalyse dargestellt, mit Schwerpunkt auf der topologischen Rekonstruktion der Charm-Zerfälle.
3. Im dritten Teil werden die Ergebnisse im Vergleich zu anderen Experimenten und unter theoretischen Gesichtspunkten diskutiert.

Teil 1

Experiment

2. Spektrometer

In diesem Kapitel wird der Aufbau des NA11-Experimentes beschrieben. Das NA11-Experiment wurde mit einem magnetischen Vorwärtsspektrometer am Super-Protonen-Synchrotron (SPS) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf durchgeführt. Das Spektrometer (Abb. 2.1) besteht aus einem Berylliumtarget (T), einem Teleskop aus Siliziumdetektoren (MSD), zwei Magneten (M), Violdrahtproportionalkammern (P), Driftkammern (DC), Čerenkovzählern (C), elektromagnetischen Kalorimetern (E-Kal) und der dazugehörigen Ausleseelektronik.

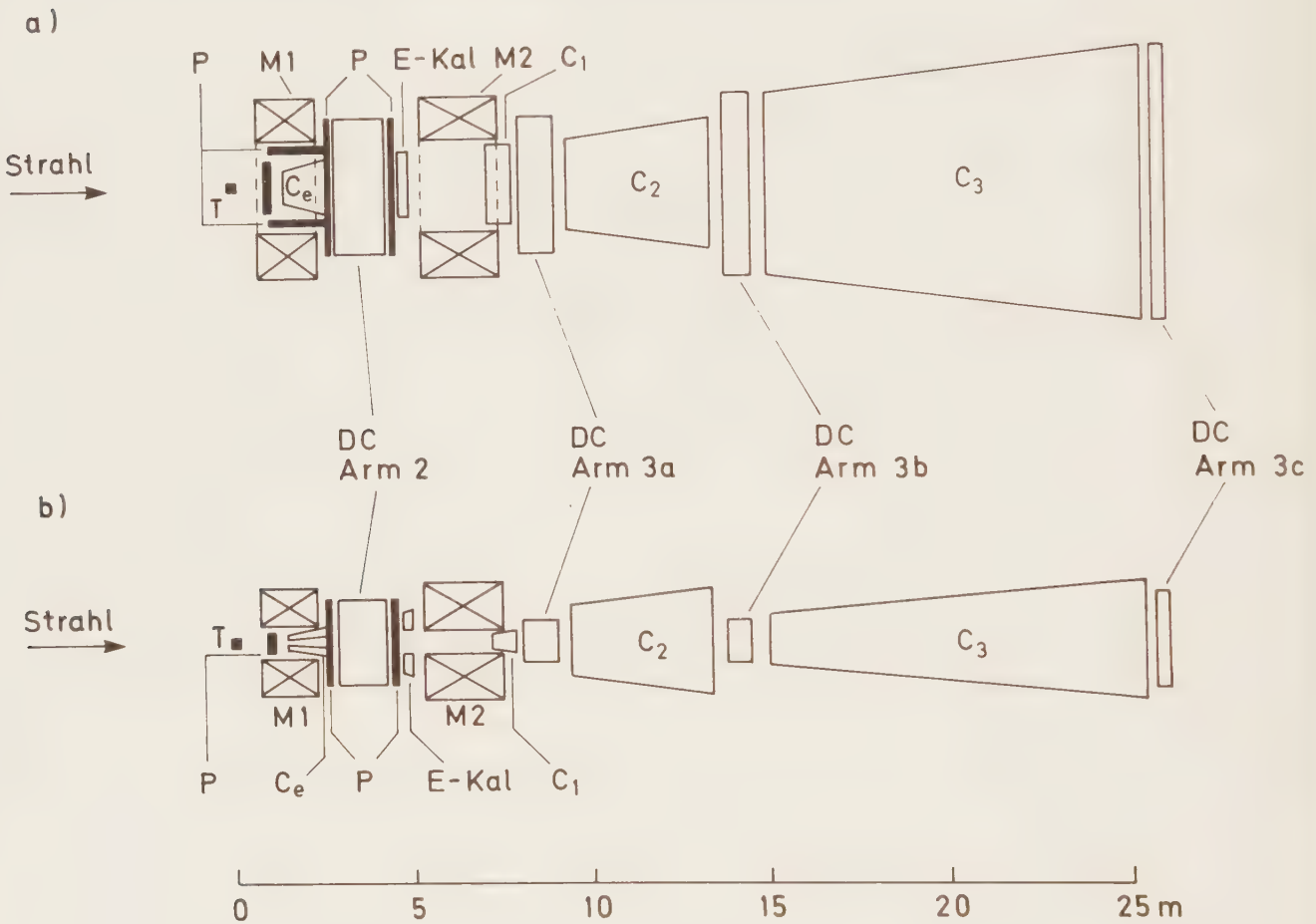


Abb. 2.1 Grundriß (a) und Seitenansicht (b) des NA11-Spektrometers

T	Target und Siliziumdetektorteleskop
M1, M2	Spektrometermagnete
C _e	ElektronenČerenkovhodoskop
E-Kal	Elektronkalorimeter
P	Violdrahtproportionalkammern (MWPC)
DC Arm2, Arm3a, b, c	Driftkammerpakete
C ₁ , C ₂ , C ₃	Čerenkovhodoskope zur Hadronidentifizierung

Die einzelnen Komponenten werden kurz beschrieben und ihre Eigenschaften zusammengefaßt. Eine ausführliche Beschreibung der Teile des Spektrometers, die schon

1980 vorhanden waren, und mit denen die Kollaboration 1980 die Produktion von D^* - und D -Mesonen gemessen hat [31,32], findet sich in [33].

Die neuen Komponenten im NA11-Experiment, die Siliziumdetektoren, werden im nächsten Kapitel detaillierter beschrieben.

2.1 Teilchenstrahl und Target

Das Experiment NA11 wurde im Teilchenstrahl H6 am CERN SPS durchgeführt. Der Strahl wird auf ein $20 \times 20 \times 0,5 \text{ mm}^3$ ($l \times b \times h$) Beryllium Target (T) fokussiert. Die Breite (FWHM)* des Strahls ist 12 mm horizontal und 0,3 mm vertikal. Die Impulsstreuung des Strahls ist $< 0,8\%$ bei 200 GeV/c. Die Strahlteilchen werden mit vier Szintillationshodoskopen (BH) und sechs Siliziumstreifendetektoren (BMSD) vermessen. Die Szintillationshodoskope haben horizontale und vertikale Streifen von 6 mm (BH1) und 3 mm (BH2) die sich um 2 mm bzw. 1 mm überlappen. Vier der Siliziumdetektoren haben horizontale Streifen in Abständen von $50 \mu\text{m}$ (HMSD). Bei den zwei anderen sind die Streifen um $\pm 14^\circ$ gegen die Horizontale geneigt (IMSD). Die Abstände der Streifen betragen hier $20 \mu\text{m}$ (Abb. 2.2).

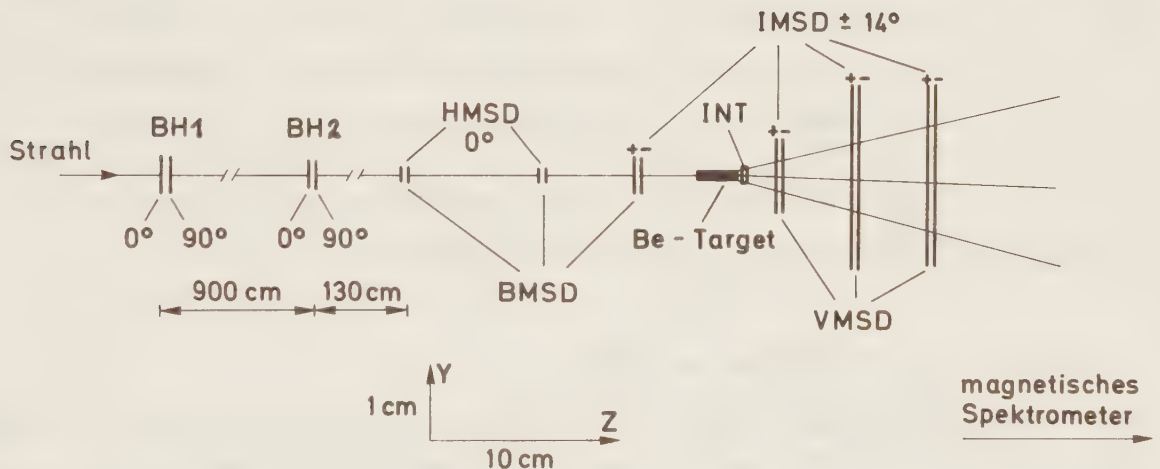


Abb. 2.2 Szintillationhodoskope und Siliziumdetektoren zur Vermessung des Strahls und der Reaktionsprodukte in Targetnähe

* Full Width at Half Maximum = Volle Breite bei halber Höhe einer Verteilung

2.2 Vertexteleskop

Die Bahnen von geladenen Teilchen werden hinter dem Target und vor dem ersten Spektrometermagneten mit einer Anordnung von sechs Siliziumstreifendetektoren (VMSD) mit einer Genauigkeit von ca. $5\text{ }\mu\text{m}$ vermessen. Die Detektoren haben eine empfindliche Fläche von $24 \times 36\text{ mm}^2$. Sie sind in drei Gruppen zu je zwei Ebenen mit Streifenneigungen von $\pm 14^\circ$ gegen die Horizontale angeordnet.

Die Siliziumstreifendetektoren werden ausführlich im folgenden Kapitel beschrieben. Tabelle 2.1 faßt ihre wichtigsten Eigenschaften zusammen.

	IMSD	HMSD
Anzahl der Ebenen		
vor dem Target	2	4
hinter dem Target	6	—
Streifenabstand	$20\text{ }\mu\text{m}$	$50\text{ }\mu\text{m}$
Anzahl der Streifen / Ebene	1.200	48
Winkel der Streifen zur Hor.	$\pm 14^\circ$	0°
Ausleseprinzip	analog	logisch
	jeder 3. bzw. 6. Streifen	jeder Streifen
Ortauflösung	$4,5\text{ bzw. }7,8\text{ }\mu\text{m}$	$14\text{ }\mu\text{m}$

Tab. 2.1 Eigenschaften der Siliziumstreifendetektoren zur Vermessung der Strahlspur und der Reaktionsprodukte

2.3 Magnete und Driftkammersystem

Zur Impulsbestimmung der geladenen Teilchen dienen zwei Dipolmagnete mit großer Apertur (M1, M2) mit Feldintegralen von $0,9\text{ Tm}$ und $2,1\text{ Tm}$. Diese Anordnung verbindet eine hohe Akzeptanz für Spuren mit niedrigem Impuls mit guter Impulsauflösung für solche mit hohem Impuls. Die Spuren der geladenen Teilchen werden in insgesamt 48 großflächigen Driftkammern vermessen. Die Driftkammern sind in vier Gruppen angeordnet:

Arm2 mit 20 Ebenen zwischen den beiden Magneten,

Arm3a, Arm3b und Arm3c mit 16, 8 und 4 Ebenen hinter dem zweiten.

Die maximale Driftstecke beträgt für alle Kammern 20 mm . Die Ortsauflösung für hochenergetische Teilchen ist $\sigma = 170\text{ }\mu\text{m}$ pro Ebene. Die Charakteristika der Magnete und der Driftkammern sind in Tabelle 2.2 und 2.3 zusammengefaßt.

	M1	M2
Magnetische Länge	130 cm	170 cm
Öffnungsfenster	240 cm × 60 cm	160 cm × 50 cm
Mittlere Feldstärke	0,69 T	1,21 T
Feldintegral	0,90 Tm	2,06 Tm

Tab. 2.2 Eigenschaften der Spektrometermagnete

	Arm2	Arm3a	Arm3b	Arm3c
Anzahl der Ebenen	20	16	8	4
Aktive Fläche (cm ²)	380 × 140	200 × 80	350 × 85	450 × 200
Drahtneigung bez. auf die Vertikale	0°, ± 14°	0°, ± 30°	0°, ± 27°	0°, ± 14°
Anzahl der Auslesedrähte	1920	768	1328	448
Strahlungslänge	7 · 10 ⁻³	3,6 · 10 ⁻³	2,8 · 10 ⁻³	2,8 · 10 ⁻³
Wechselwirkungslänge	2 · 10 ⁻³	1 · 10 ⁻³	8 · 10 ⁻⁴	8 · 10 ⁻⁴

Tab. 2.3 Charakterische Daten des Driftkammersystems

	C1	C2	C3
Überdeckte Fläche der Spiegel (cm ²)	162 × 60	303 × 110	551 × 158
Anzahl der Zellen (hor. × vert.)	9 × 2	11 × 2	10 × 2
Gas	SF ₆	N ₂ /He	N ₂ /He
Brechungsindex - 1	1,8 · 10 ⁻³	2,7 · 10 ⁻⁴	6,3 · 10 ⁻⁵
Länge des Radiators (cm)	66	370	975
Anzahl von Photoelektronen für (β = 1) Teilchen	15	12	9,5
π - Schwelle (GeV/c)	2,3	6,0	13,9
K - Schwelle (GeV/c)	8,1	21,2	43,9
p - Schwelle (GeV/c)	15,5	40,4	83,4

Tab. 2.4 Charakterische Daten der Čerenkovhodoskope

2.4 Čerenkovzähler

Drei Schwellenčerenkovhodoskope (C1,C2,C3) erlauben die Identifizierung von π-Mesonen, K-Mesonen und Protonen in einem Impulsbereich von 2,5 bis ca. 100 GeV/c.

Die Identifizierung ist jedoch nur für die Teilchen möglich, die den zweiten Magneten durchlaufen und die nicht mit anderen Teilchen in dieselbe Zelle der Čerenkovzähler fallen. Tabelle 2.4 faßt die wichtigsten Eigenschaften der Čerenkovzähler zusammen.

2.5 Elektrontriggersystem

In diesem Abschnitt wird nur die apparative Seite des Triggersystems erläutert; eine Beschreibung der Triggerlogik findet sich in Kapitel 4.

Die Reaktion $\pi^- Be \rightarrow D\bar{D} + \text{andere Teilchen}$

$\hookrightarrow e^- + \nu + \text{andere Teilchen}$
 $\hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \text{ oder andere Kanäle}$

wird zur Anreicherung der Wechselwirkungen mit Charm-Ereignissen ausgenutzt. Dabei wird das Elektron (oder Positron) aus dem semileptonischen Zerfall eines der Charm-Teilchen identifiziert. Dieses Charm-Teilchen kann wegen des nicht beobachteten Neutrinos nur beschränkt identifiziert und analysiert werden. Der assoziiert produzierte Partner jedoch kann in allen analysierbaren Zerfallsmoden untersucht werden.

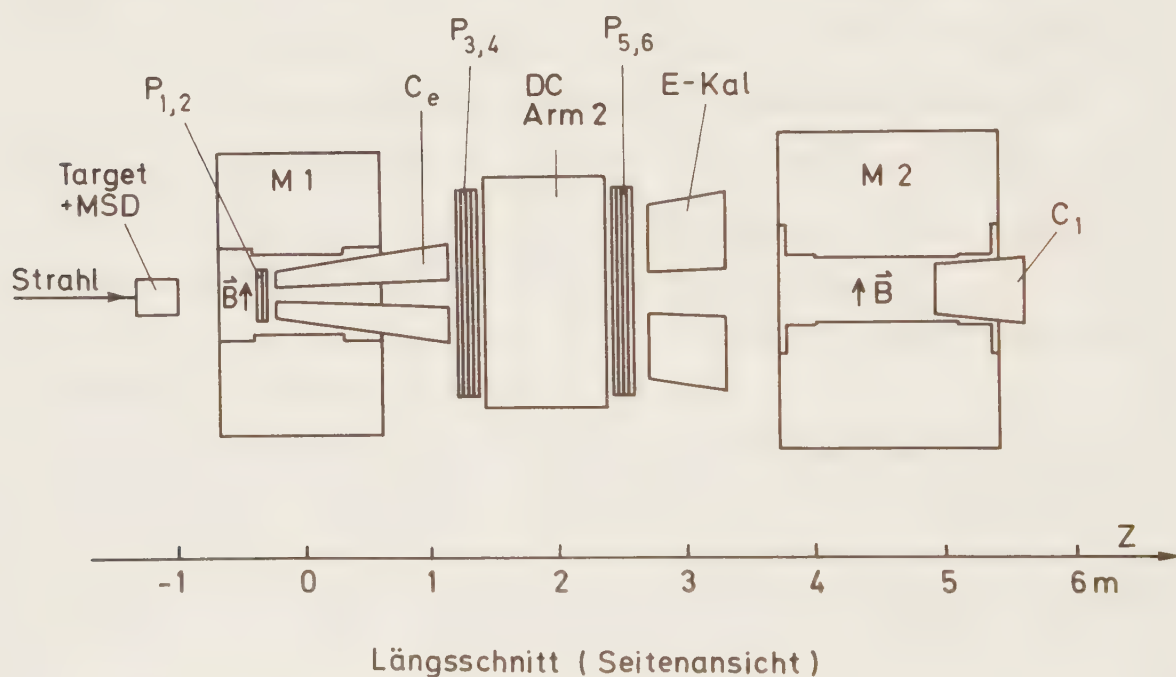


Abb. 2.3 Komponenten des Einzel-Elektron-Triggers

Die Elektronen werden durch ihre Schauerentwicklung in einem elektromagnetischen Kalorimeter (E-Kal) und durch ein Lichtsignal in einem speziellen Čerenkovzähler (Ce) identifiziert (Abb. 2.3). Außerdem wird ihr Impuls mit der im Kalorimeter deponierten Energie verglichen.

Detektorprinzip	Blei - Szintillator - Sandwich Auslese durch Photo - Röhren
Empfindliche Fläche	$2 \times (160 \text{ cm} \times 50 \text{ cm})$
Tiefe	35 cm ; 17,5 Strahlungslängen
Anzahl der Röhren	2×145
Energieauflösung	$15\% \times \sqrt{E[\text{GeV}]}$
Ortsauflösung	20 mm

Tab. 2.5 Elektron-Kalorimeter

Das Elektron-Kalorimeter (Tab. 2.5) besteht aus zwei gleichen Teilen, die vor dem zweiten Magneten (M2) ober- und unterhalb der Öffnung angebracht sind.

Das (ebenfalls zweiteilige) spezielle Čerenkovhodoskop befindet sich im Innern des ersten Magneten (M1) und ist geometrisch an die Akzeptanz des Elektron-Kalorimeters angepaßt (Tab. 2.6). Es erlaubt eine e/π -Trennung bis 12 GeV/c.

Überdeckte Fläche der Spiegel	$2 \times (83 \text{ cm} \times 27 \text{ cm})$
Anzahl der Zellen (hor. $\times$ vert.)	$2 \times (14 \times 2)$
Gas	N ₂ /He
Brechungsindex - 1	$5,7 \cdot 10^{-5}$
Länge des Radiators	132 cm
Anzahl von Photoelektronen für Teilchen mit $\beta = 1$	3,2
π - Schwelle	13,2 GeV/c

Tab. 2.6 Elektron-Čerenkovhodoskop

Ein Proportionalkammersystem, P3/4 und P5/6, vor und hinter dem ersten Driftkammerpaket (Arm2) wird von einem Mikroprozessor (vom Typ ESOP) in der zweiten Stufe des Triggers verwendet, um die Spur des triggernden Elektrons zu finden, seinen Impuls zu berechnen und mit der im Kalorimeter deponierten Energie zu vergleichen. Damit kann ein Teil des Untergrundes, der von hochenergetischen Hadronen stammt, die im Kalorimeter wechselwirken oder von Photonen begleitet werden, unterdrückt werden.

3. Siliziumdetektorteleskop

In diesem Kapitel wird der Teil des Spektrometers beschrieben, der für die Messung der endlichen Flugstrecke der Charm-Teilchen entscheidend ist. In den ersten zwei Abschnitten werden Funktionsweise und Herstellung der Siliziumdetektoren erläutert. Im dritten Abschnitt wird der mechanische Aufbau des Detektorsystems dargestellt, und im vierten Abschnitt findet sich eine Beschreibung der Ausleseelektronik. Im fünften und sechsten Abschnitt werden Messungen der wichtigsten Eigenschaften der Detektoren und des Vertexteleskops dargestellt. Am Ende des Kapitels findet sich eine tabellarische Zusammenfassung.

3.1 Funktionsweise der Siliziumdetektoren

3.1.1 FUNKTIONSPRINZIP

Abb. 3.1a zeigt einen Querschnitt durch einen Siliziumdetektor. Ein schwach n-dotierter Siliziumeinkristall ist auf der Oberseite p-dotiert. Durch Anlegen einer Spannung U in Sperrichtung (p-Seite negativ gegen n-Seite) werden aus der p-n-Übergangszone freie Ladungsträger abgezogen und die (durch die gebundenen ionisierten Dotierungsatome erzeugte) Raumladungszone* dehnt sich vom p-n-Übergang weg aus. Bei einem stufenförmigen Dotierungsprofil ist die Tiefe der Raumladungszone $d \sim \sqrt{U}^{**}$ [34]

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_p + N_n}{N_p N_n} \right) U} \quad (3.1)$$

Hier ist ϵ die relative Dielektrizitätskonstante

(für Silizium $\epsilon = 11,9$)

ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums $= 8,85 \cdot 10^{-14}$ F/cm

e die Elementarladung $= 1,60 \cdot 10^{-19}$ C

N_p, N_n die Dotierungskonzentrationen im p bzw. n Gebiet

für $N_p \gg N_n$ ist

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{U}{N_n}} \quad (3.2)$$

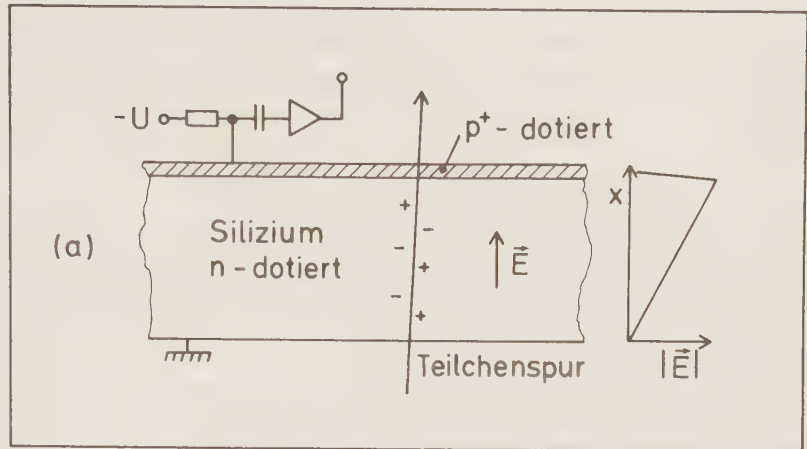
Ein hochenergetisches, minimal ionisierendes Teilchen, das den Detektor durchquert, hinterläßt ca. $9 \cdot 10^5$ Elektron-Loch-Paare pro cm entlang seiner Bahn. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes driften die Löcher zur p- und die Elektronen zur n-Seite. Dort kann diese Ladung abgenommen und verstärkt werden. Die Driftzeit der

* Wegen der fehlenden freien Ladungsträger auch Verarmungszone genannt.

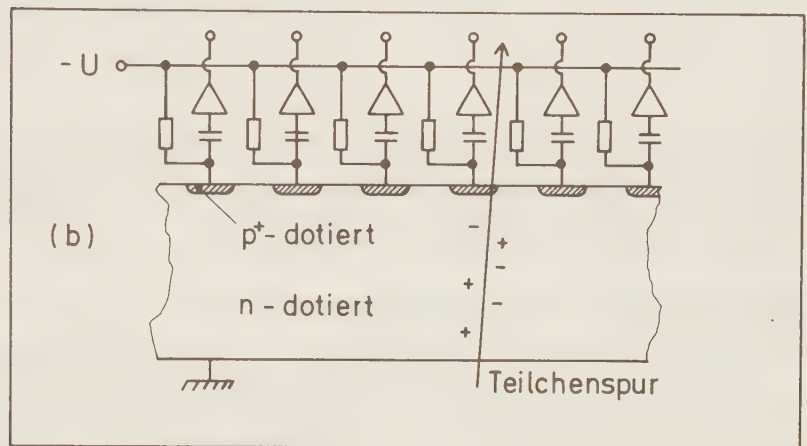
**bei vernachlässigter Diffusionsspannung (ca. 0,7 V).

Abb. 3.1

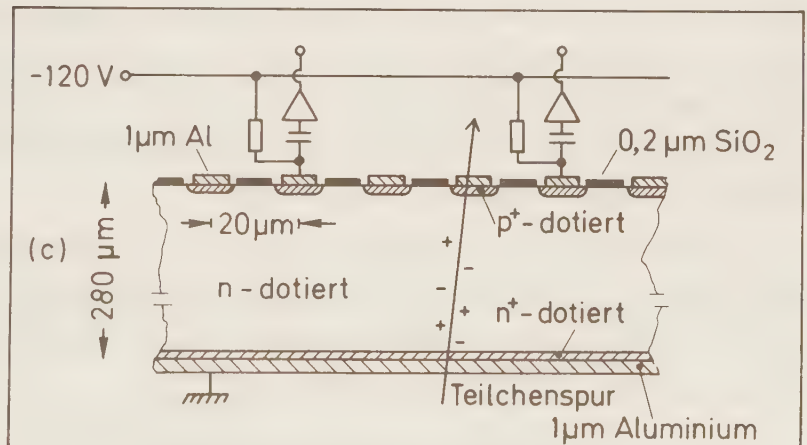
a) Querschnitt durch einen Siliziumdetektor; rechts ist der Verlauf der Feldstärke skizziert.



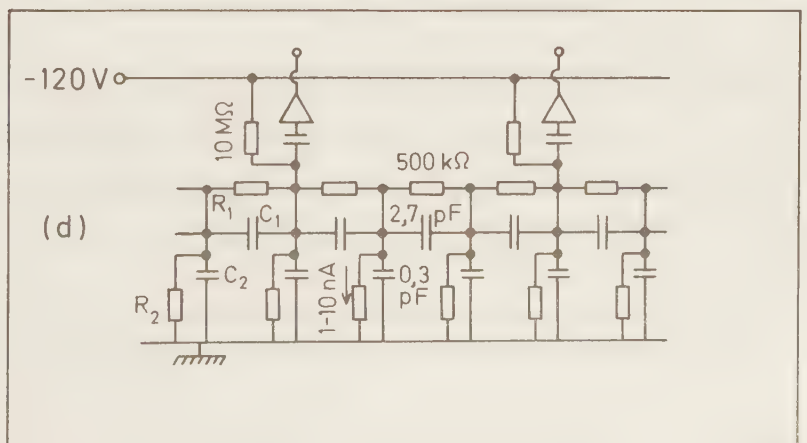
b) Ortsempfindlicher Siliziumdetektor durch Segmentierung der Elektroden.



c) Reduzierung der Anzahl der elektronischen Kanäle durch kapazitive Spannungsteilung.



d) Ersatzschaltbild für einen Detektor mit kapazitiver Spannungsteilung.



Ladungsträger kann aus der Beweglichkeit [34] und dem elektrischen Feld berechnet werden. Bei $U = 120$ V über 0,3 mm beträgt sie ca. 3 ns für Elektronen und 10 ns für Löcher.

3.1.2 SEGMENTIERTE ELEKTRODEN

Die Information über den Durchtrittspunkt eines Teilchens kann durch die Segmentierung der Dioden in Streifen und Auslese eines jeden Streifens mit einem eigenen Verstärker erhalten werden (Abb. 3.1b). Für den Fall einer engen Ladungsverteilung um die senkrecht zur Oberfläche einfallende Teilchenspür und bei fehlender Diffusion ist die Ortsauflösung eines derartigen Detektors die einer Kastenverteilung*

$$\sigma_x = \frac{a}{\sqrt{12}}, \quad (3.3)$$

dabei ist a der Abstand (Mitte zu Mitte) benachbarter Streifen. Bei gleicher empfindlicher Fläche ist die erreichbare Ortsauflösung σ_x in dieser Anordnung somit umgekehrt proportional zur Anzahl der Auslesekanäle.

3.1.3 KAPAZITIVE LADUNGSTEILUNG

Ein Möglichkeit, die Ortsauflösung zu verbessern, ohne die Anzahl der Auslesekanäle zu erhöhen, ist die Methode der kapazitiven Ladungsteilung [35] (Abb. 3.1c). Dabei wird nicht jeder Streifen mit einem Verstärker verbunden, sondern, wie in unserem Fall, nur jeder dritte oder sechste. Die Ladung, die von den nicht angeschlossenen Streifen (Interpolationsstreifen) gesammelt wird, induziert auf den benachbarten Auslestreifen ein Signal, das proportional zur relativen Kapazität ist. Aus dem Vergleich der Signalhöhen benachbarter Auslesekanäle kann der entsprechende Interpolationsstreifen identifiziert werden.

Im Fall von Ladungsteilung hängt die erreichbare Ortsauflösung nicht mehr nur vom Abstand der Streifen ab, sondern auch vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis s/r der Pulshöhenmessung. Für den Grenzfall sehr dichter Interpolationsstreifen ist die Ortsauflösung für den Ladungsschwerpunkt

$$\sigma_x = b \frac{r}{s}, \quad (3.4)$$

hier ist b der Abstand der Auslestreifen.

Abb. 3.1d ist ein vereinfachtes Ersatzschaltbild für einen Detektor mit kapazitiver Ladungsteilung. Folgende Kriterien müssen erfüllt sein, damit kapazitive Ladungsteilung effektiv ist.

* Durch Diffusion oder bei geneigten Teilchenspuren kann die Ortsauflösung wegen der Ladungsteilung zwischen den Streifen besser sein [22].

1. Die Kapazität C_2 zwischen den Streifen und der Detektorrückseite muß klein gegen die Kapazität C_1 der Streifen untereinander sein, damit nur wenig Signal über C_2 verloren geht: $C_1 \gg C_2$.
2. Der Widerstand R_1 zwischen den Streifen muß sehr viel kleiner sein als der Quotient aus Sperrspannung und Sperrstrom pro Streifen (hier symbolisch R_2 genannt), damit alle Streifen auf gleicher Spannung liegen und die Ladungssammlung uniform ist: $R_1 \ll R_2$.
3. Die Eingangsimpedanz Z_V des Verstärkers muß klein sein gegenüber der Impedanz der R-C-Glieder zwischen den Streifen, um ein Übersprechen des Signals über die nächsten Auslesestreifen hinaus zu verhindern:

$$Z_V \ll \frac{1}{\frac{C_1}{T} + \frac{1}{R_1}} \quad (3.5)$$

hier ist T die Anstiegszeit des Vorverstärkers (≈ 25 ns). Bei der im nächsten Abschnitt erläuterten Wahl der geometrischen Parameter ist die Kapazität der Streifen untereinander $C_1 = 2,7$ pF, die Kapazität der Streifen gegen die Rückseite $C_2 = 0,3$ pF. Der Strom bei 120 V Sperrspannung ist von der Größenordnung 1–10 nA pro Streifen. Der Widerstand R_1 wurde daher auf $10^5 - 10^7 \Omega$ eingestellt, um weniger als 0,1 V Potentialdifferenz zwischen den Diodenstreifen zu erreichen. Der verwendete Verstärker hat eine Eingangsimpedanz von $Z_V = 500 \Omega$.

3.1.4 WAHL DER GEOMETRISCHEN PARAMETER

1. Die Dicke **d** des Detektors wird durch drei Kriterien bestimmt
 - möglichst wenig Streumaterial für die zu messenden Teilchen;
 - genügend Ladungserzeugung, um kapazitive Ladungsteilung auszunutzen;
 - mechanische Stabilität und Handhabbarkeit bei der Herstellung.
2. Der Abstand **a** der einzelnen Diodenstreifen ist so klein wie technologisch möglich gewählt, ohne eine Fehlerrate von 10^{-3} Dioden* zu überschreiten.
3. Der Abstand **b** der Auslesestreifen soll
 - aus ökonomischen Gründen und wegen des Platzbedarfs der Elektronik möglichst groß sein;
 - nicht so groß sein, daß durch kleines Signal-zu-Rausch-Verhältnis (3.4) Ortsauflösung vergeben wird;
 - klein sein, wo die Spurdichte groß ist, da die Ortsauflösung durch dicht benachbarte Spuren, die in dieselbe oder benachbarte Auslesezellen fallen, verschlechtert wird.

* Auf einem Detektor befinden sich 1200 Dioden.

Bei unseren Detektoren ist $d = 0,28 \text{ mm} = 3 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen, $a = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $b = 60 \text{ }\mu\text{m}$ in der Mitte der Detektoren (im folgenden $60\text{-}\mu\text{m}$ -Region genannt) und $b = 120 \text{ }\mu\text{m}$ im äußeren Teil ($120\text{-}\mu\text{m}$ -Region) der Detektoren.

Aus (3.2) folgt, daß bei einem stufenförmigen stark asymmetrischen p-n-Übergang ($N_p \gg N_n$) die Spannung U , die notwendig ist, um eine Raumladungszone der Tiefe d zu erzeugen, proportional zur Konzentration der Dotierungsatome im schwach dotierten Bereich N_n ist. Wegen der Begrenzung der Spannung U durch Durchbrüche der Minoritätsladungsträger bei einer kritischen Feldstärke muß zur Herstellung von Detektoren mit tiefer Raumladungszone daher hochreines Halbleitermaterial verwendet werden. Für unsere Detektoren wurde n-Silizium mit $N_n < 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Um darin eine Raumladungszone von $0,28 \text{ mm}$ Tiefe zu erzeugen, ist eine Spannung von $U = 120 \text{ V}$ erforderlich.

3.2 Herstellung der Detektoren

Wegen der großen Bedeutung, die die neuartigen Siliziumdetektoren für diese Arbeit haben und auch in Zukunft für die Hochenergiephysik haben werden, gehe ich in diesem Abschnitt auf die Technologie der Herstellung von Siliziumdetektoren, wie sie von Kemmer [23] entwickelt wurde, kurz ein.

Das Ausgangsmaterial für die Detektorherstellung sind sehr schwach n-dotierte Silizium-Einkristall-Scheiben von 50 mm Durchmesser und $0,28 \text{ mm}$ Dicke. Sie werden in einem Ofen bei 1040°C unter Sauerstoff oxidiert (Abb. 3.2). Die etwa $0,2 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Oxidschicht dient als Isolator und als Maske für die folgende Ionenimplantation. Mit Hilfe der Photolithographie wird das Muster der Diodenstreifen in das Oxid geätzt.

Dazu wird ein lichtempfindlicher Lack auf einer Seite (Streifenseite) der oxidierten Siliziumscheibe aufgebracht. An den Stellen, an denen das Oxid entfernt werden soll, wird der Photolack durch eine vorgefertigte Maske mit kurzwelligem Licht belichtet und an diesen Stellen beim Entwickeln abgelöst. Dadurch kann dort das Oxid in einem Säurebad entfernt werden. Nach Auflösen des unbelichteten Photolacks erhält man die ursprüngliche Siliziumscheibe mit einer Maske aus SiO_2 .

Durch Bestrahlung der Streifenseite mit einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ Bor-Ionen bei 15 keV werden die p^+ -Diodenstreifen* erzeugt. Die Rückseite wird mit einer n^+ -Implantation ($5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ Arsen-Ionen bei 30 keV) ohne Streifenmuster versehen**.

* p^+ und n^+ bedeutet stark p- bzw. n-dotiert.

** Durch die n^+ -Dotierung der Rückseite wird der Kontaktwiderstand zwischen Si und Al verringert. Zusätzlich verhindert sie, daß sich die Raumladungszone bis zum Aluminiumkontakt erstreckt. Dies hätte zur Folge, daß im hohen Feld der Raumladungszone aus dem Metall diffundierte Minoritätsladungsträger beschleunigt würden und ein erheblicher Strom in Sperrichtung flösse. Ebenso wird durch Erhöhung der Majoritätsladungsträgerkonzentration die Anzahl der Minoritätsladungsträger verringert ($N_p N_n = \text{konst.}$).

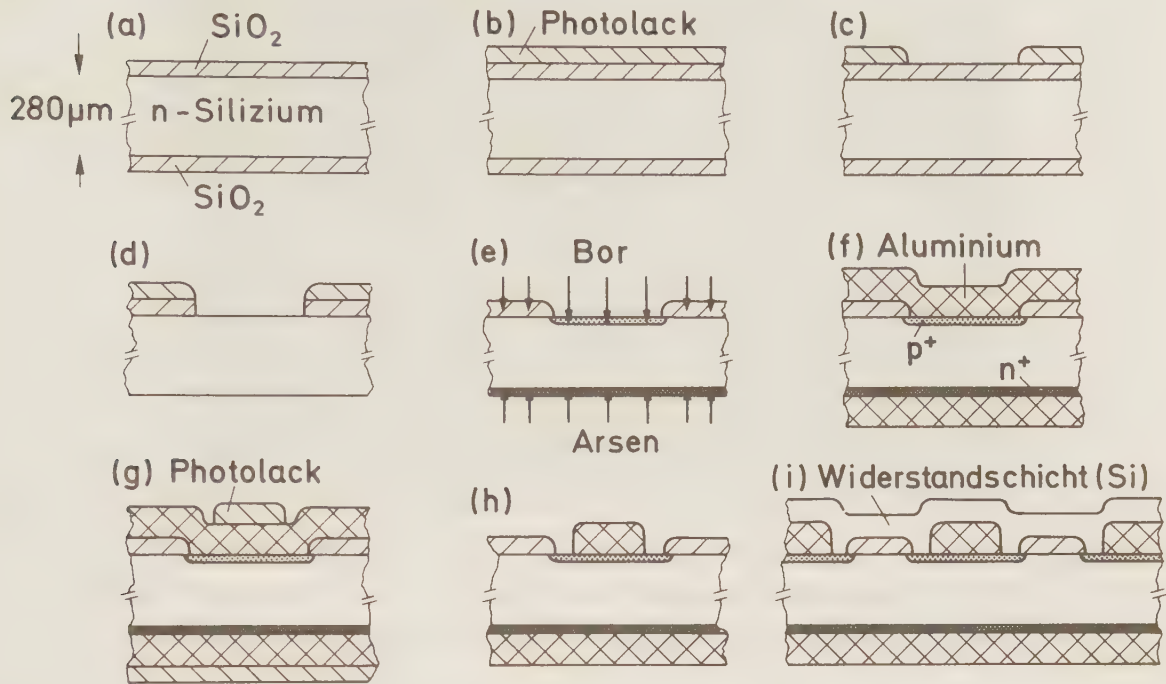


Abb. 3.2 Schematische Darstellung der Prozessschritte bei der Detektorherstellung mit der Planartechnik.

- | | | |
|---|-------|---|
| a | | thermisches Oxidieren |
| b | | Aufbringen einer lichtempfindlichen Schicht |
| c | | Belichten und Entwickeln des Photolacks |
| d | | Ätzen des Oxids |
| e | | Ionenimplantation |
| f | | Bedampfen mit Aluminium |
| g | | Photolithographie der Aluminiumstruktur |
| h | | Ätzen des Aluminiums |
| i | | Ablagerung eines Widerstandsstreifens |

Durch Aufheizen (Tempern) der Detektoren auf 600°C werden Kristalldefekte, die bei der Ionenimplantation entstanden sind, wieder ausgeheilt.

Zur Herstellung der ohmschen Kontakte wird der Detektor beidseitig mit ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ Aluminium bedampft. Auf der Streifenseite wird durch Photolithographie das Siliziumdioxid wieder freigelegt, so daß nur die Dioden einen Aluminiumkontakt erhalten. Auf der Rückseite bleibt der Aluminiumkontakt dagegen unverändert.

Der Widerstand R_1 zwischen den Diodenstreifen ist bei den hergestellten Detektoren $> 10^{10}\text{ }\Omega$. Damit der Spannungsabfall zwischen den Streifen klein bleibt (Punkt 2 in Abschnitt 3.1.3) muß R_1 auf $10^5 - 10^7\text{ }\Omega$ verringert werden. Dies wird durch Ionenstrahlzerstäubung (Sputtern) von Silizium und Ablagerung eines amorphen Siliziumstreifens quer zur Diodenstreifenrichtung auf der Streifenseite erreicht. R_1 ist danach etwa $5 \cdot 10^5\text{ }\Omega$.

Abb. 3.3 zeigt einen Ausschnitt der Detektoroberfläche. Das Oxid wird hellgrau

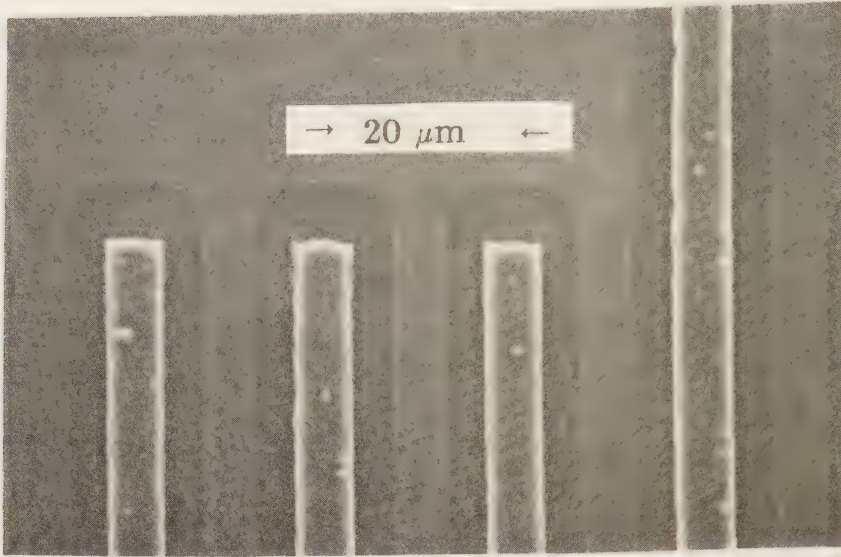


Abb. 3.3 Elektronenmikroskopaufnahme der Streifenenden auf einem Siliziumstreifendetektor (Vergrößerung ca. 1250fach). Der Streifen rechts im Bild führt zu einer Anschlußfläche. (Foto CERN).

dargestellt, die implantierte Fläche dunkelgrau und die Aluminiumstreifen hellgrau mit weißen Rändern.

3.3 Aufbau des Detektorteleskops

Abb. 3.4 zeigt das Schema der Detektormontage. Zur leichteren Handhabung werden die fertigen Detektorscheiben auf 1 mm starke Quarzglasplatten (Qp) über einen Ausschnitt von 48 mm Durchmesser geklebt. Die so vormontierten Detektoren werden dann auf Trägerplatten (Tp) aus Quarzglas von 14 mm Stärke über einen 80 mm Ø Ausschnitt geklebt. Unter einem Meßmikroskop werden dabei die Diodenstreifen um den Winkel $\alpha = 14,036^\circ$ ($\tan \alpha = 0,25$) gegen eine geschliffene Referenzkante (R) an der Trägerplatte ausgerichtet. Auf diese Trägerplatte wird eine GfK*-Platte, die die Leiterbahnen zum Ausfächern der Ausleseanschlüsse trägt, aufgeklebt.

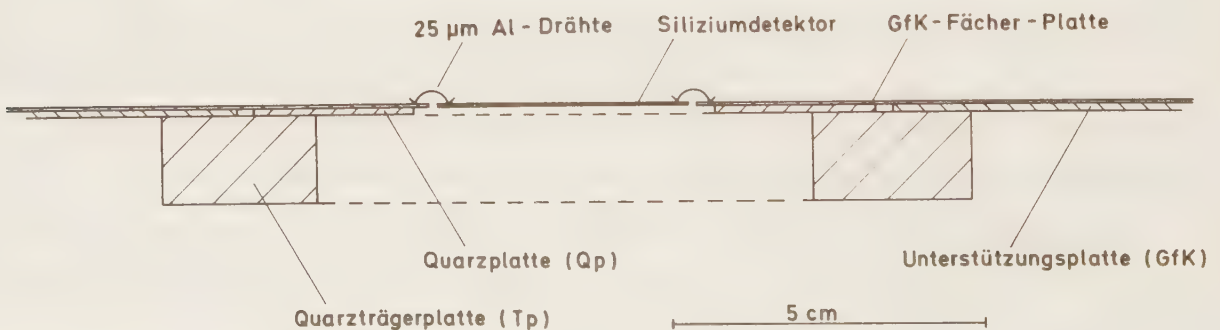


Abb. 3.4 Querschnitt der Detektormontage auf Quarzglasplatten.

* Glasfaser-verstärkter Kunststoff

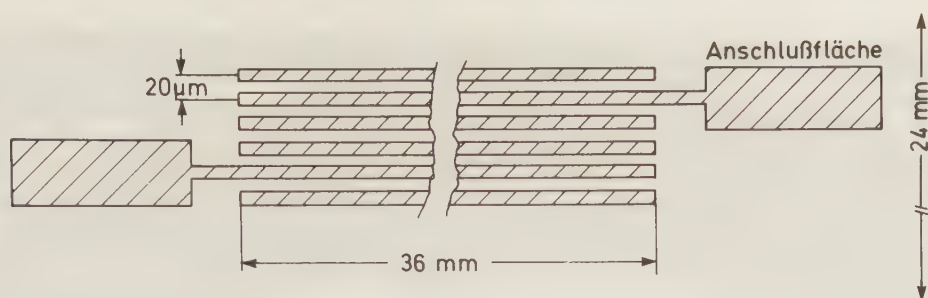


Abb. 3.5 Schema des Streifenmusters auf den Siliziumdetektoren.

Die Verbindung der Auslestreifen auf dem Detektor mit den elektrolytisch vergoldeten Leiterbahnen auf der GfK-Platte geschieht durch Ultraschallverschweißen* von $25\text{ }\mu\text{m}\varnothing$ Aluminiumdrähten. Der Abstand der Auslesekanäle wird von $120\text{ }\mu\text{m}$ auf dem Detektor (Auslese alle $60\text{ }\mu\text{m}$ alternativ an beiden Detektorenden, Abb. 3.5) auf $1,2\text{ mm}$ am Rand der GfK-Platte, wo die flexiblen Anschlußdrähte angelötet werden, vergrößert. Abb. 3.6 zeigt ein Foto eines fertig montierten Detektors. Zur elektrischen und optischen Abschirmung wird die Ober- und Unterseite der Detektoren mit einer aluminisierten Mylarfolie abgedeckt.

Die Montage der Trägerplatten mit ihrer Referenzkante (R) auf einer optischen Bank aus Granit (Abb. 3.7) gewährleistet, daß die Streifen verschiedener Detektoren auf $0,1\text{ mrad}$ parallel sind. Die Definition des Abstandes und die Parallelität zwischen den Detektorebenen wird durch geeichte Abstandsstücke (A), die zwischen die Trägerplatten gesetzt werden, erreicht.

Insgesamt acht Detektoren des beschriebenen Typs sind in Paaren mit einer Streifenneigung von $\pm 14^\circ$ gegen die Horizontale angeordnet (IMSD)**, zwei vor dem Target zur Messung der Strahlteilchen und sechs hinter dem Target zur Messung der Reaktionsprodukte.

Vier weitere Siliziumstreifendetektoren (HMSD)*** eines anderen Typs messen ebenfalls die Strahlteilchen. Diese Detektoren haben horizontale Streifen in Abständen von $50\text{ }\mu\text{m}$, wobei jeder Streifen logisch über Diskriminatoren ausgelesen wird. Die HMSD haben zwar eine schlechtere Ortsauflösung ($14\text{ }\mu\text{m}$) als die IMSD ($5\text{ }\mu\text{m}$); ihre Elektronik hat jedoch eine kürzere Integrationszeit als die der IMSD. Sie werden daher auch zur Lösung von Vieldeutigkeiten benutzt, die durch Strahlspuren entstehen, die kurz vor oder nach der Wechselwirkung die Detektoren passieren.

Im folgenden bezeichnen wir die Siliziumstreifendetektoren vor dem Target als

* Ultrasonic wedge bonding

** Inclined Micro Strip Detectors

*** Horizontal Micro Strip Detectors

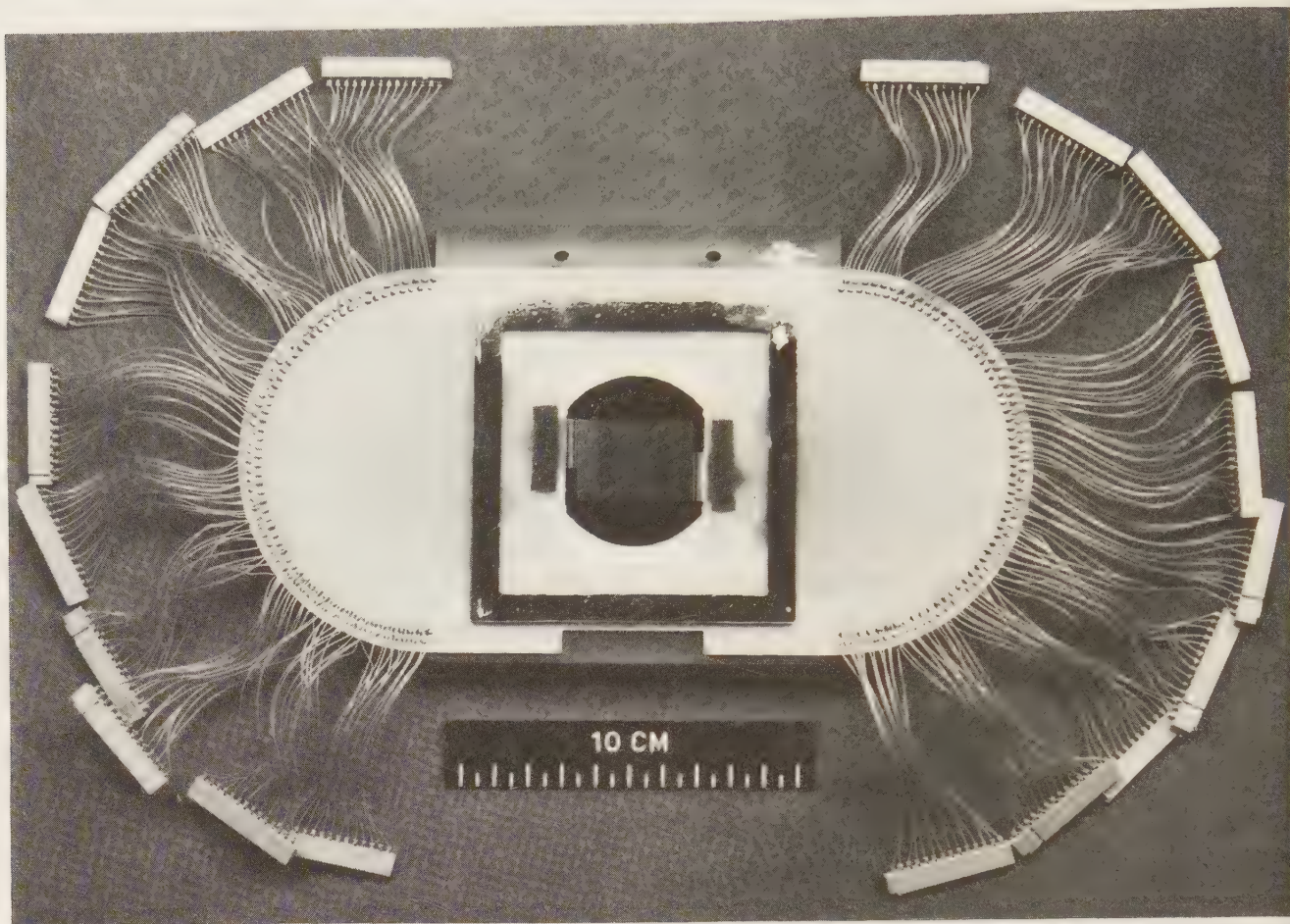


Abb. 3.6 Foto eines montierten Siliziumstreifendetektors.

Bei diesem Prototyp sind die Diodenstreifen parallel zum gezeigten Maßstab. Bei den verwendeten Detektoren sind die Streifen um 14° geneigt. Der obere Teil des Detektors wird von links ausgelesen, der untere von rechts (jeder 6. Streifen). Durch Überlappung wird in der Mitte jeder 3. Streifen ausgelesen. (Foto CERN).

das Strahlteleskop (BMSD)* und diejenigen hinter dem Target als das Vertexteleskop (VMSD)**.

Die ersten zwei Ebenen des Vertexleleskops sind nur mit je 120 Auslesekanälen ausgestattet (empfindliche Fläche $9,6 \times 36$ mm), während die hinteren vier Ebenen mit je 240 Auslesekanälen (empfindliche Fläche 24×36 mm) ausgerüstet sind. In den jeweils mittleren 4,8 mm der Detektoren wird jeder dritte Streifen (alle $60 \mu\text{m}$), weiter außen jeder sechste Streifen (alle $120 \mu\text{m}$) ausgelesen. Die Abstände benachbarter Ebenen einer Projektion sind ca. 40 mm und die Projektionen sind um ca. 8 mm gegeneinander verschoben.

* Beam Micro Strip Detectors

** Vertex Micro Strip Detectors

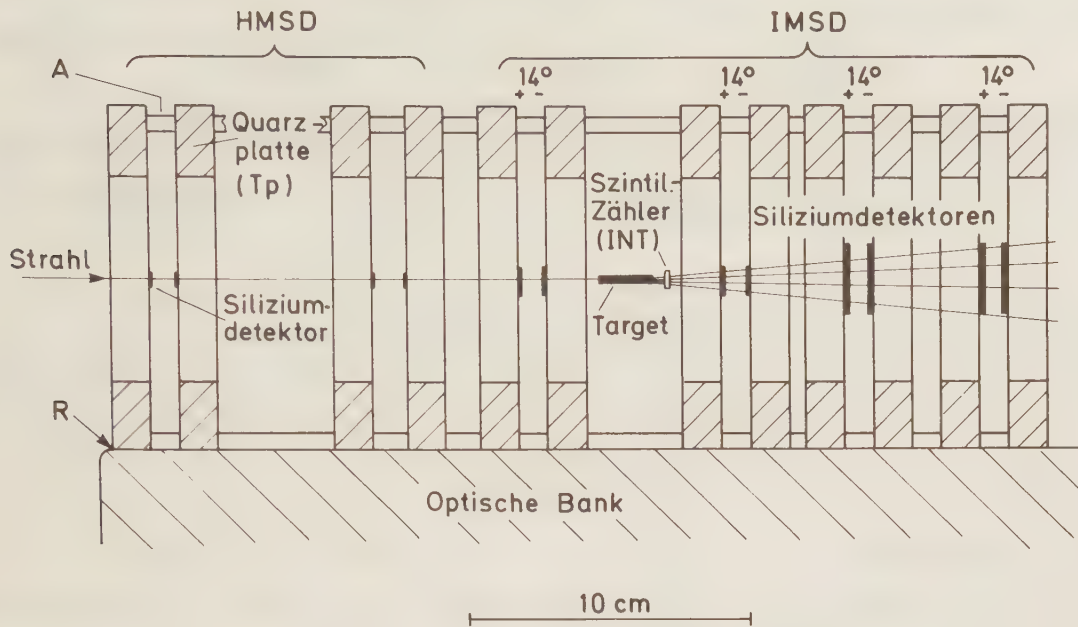


Abb. 3.7 Ansicht der Detektormontage auf der optischen Bank.

A geeichte Abstandsstücke
 R Referenzkante

3.4 Ausleseelektronik

3.4.1 SIGNALVERSTÄRKUNG UND DIGITALISIERUNG

Abb. 3.8 zeigt das Blockschaltbild der Ausleseelektronik. Die auf den Auslesestreifen induzierten Signale werden in ladungsempfindlichen Vorverstärkern und Pulsformer-Verstärkern auf $40 \text{ mV} / 4 \cdot 10^{-15} \text{ C}$ (mittleres Signal für ein minimal ionisierendes Teilchen) verstärkt. Die ladungsempfindlichen Vorverstärker und die Pulsformer-Verstärker sind in Zwölfergruppen auf Steckkarten in einem Abstand von 18 cm von den Detektoren radial angeordnet und bei Störungen austauschbar. Über 40 m lange gedrillte Kabel* werden die Signale in die Meßbaracke gebracht, dort in Hauptverstärkern auf ca. 1 V verstärkt und in weiteren 60 m Kabel verzögert. Mit Hilfe von Transformatoren werden die Signale impedanzmäßig an spannungsempfindliche ADC** vom Typ LRS-2281 der Firma LeCroy angepaßt.

Das bipolare Signal am Eingang des ADC hat eine Anstiegszeit von 85 ns und eine totale Länge von 850 ns. Das r.m.s.*** Rauschen der gesamten elektronischen Kette ist äquivalent zu $(7,2 + 0,25 \cdot C_E [\text{pF}]) \cdot 10^{-17} \text{ C}$, wobei C_E die Eingangskapazität (Detektor und Anschlußdrähte) in pF ist. Unter den experimentellen Bedingungen bei

* Twisted pair cable

** Analog to Digital Converter

*** root mean square = mittlere quadratische Abweichung

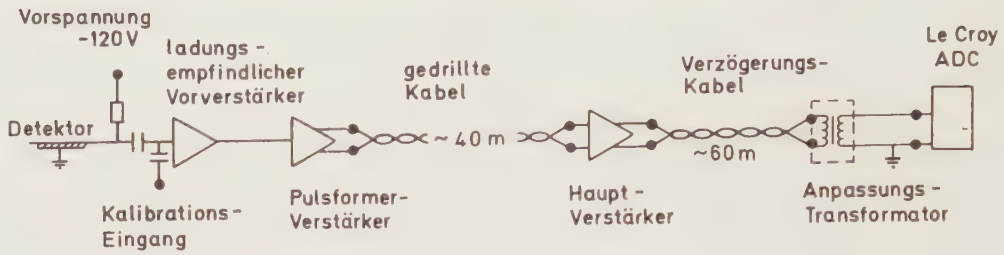


Abb. 3.8 Blockschaltbild der Ausleseelektronik

angeschlossenem Detektor beträgt das Rauschen $1,2 \cdot 10^{-16}$ C (das sind 3 % des Signals für ein minimal ionisierendes Teilchen). Die gesamte elektronische Kette ist linear für Signale bis zu 2,5 minimal ionisierenden Teilchen.

3.4.2 KALIBRATION

Die relative Eichung der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Auslesekanäle wird durch das Einkoppeln von Testsignalen auf die Vorverstärkereingänge über Kapazitäten von 1,2 pF erreicht. Während der Datennahme wird das Ansprechen der Verstärkerkette auf die Testsignale in regelmäßigen Abständen digitalisiert und auf Magnetband aufgezeichnet. Der Vergleich der gemessenen Signalhöhenverteilung von minimal ionisierenden Teilchen in verschiedenen Auslesekanälen zeigt eine Übereinstimmung mit den durch das Testsignalsystem ermittelten Verstärkungsfaktoren von $\pm 10\%$.

3.5 Eigenschaften der Siliziumstreifendetektoren

3.5.1 CLUSTERGRÖSSEN

Die von einem minimal ionisierenden Teilchen erzeugte Ladungsverteilung hat bei der Ankunft auf der Diodenseite eine Breite von ca. $6 \mu\text{m}$ [22]. Man erwartet daher, daß die Ladung von ein oder zwei Streifen, deren Abstand $20 \mu\text{m}$ beträgt, gesammelt wird. In unseren Detektoren wird nur jeder dritte bzw. sechste Diodenstreifen ausgelesen (vgl. Abb. 3.1). Diese Auslesestreifen stellen wegen der großen Eingangskapazität der ladungsempfindlichen Verstärker eine virtuelle Masse dar. Ladungen, die auf den Interpolationsstreifen gesammelt werden, induzieren durch die Serie der Kapazitäten zwischen den Diodenstreifen auf den Auslesestreifen eine Ladung, die dem Abstand zwischen den Auslesestreifen und den Interpolationsstreifen umgekehrt proportional ist. Die Position x des Schwerpunkts der Ladungsverteilung kann durch

$$x = \frac{s_{i+1}}{s_i + s_{i+1}} \cdot b \quad (3.6)$$

berechnet werden, dabei sind s_i und s_{i+1} die auf Nullpunkt, Verstärkung und Übersprechen korrigierten Signale vom Auslesestreifen i ($x = 0$) und seines Nachbarn $i+1$ ($x = b$), b ist der Abstand zwischen benachbarten Auslesestreifen ($60 \mu\text{m}$ im mittleren und $120 \mu\text{m}$ im äußeren Teil der Detektoren). (3.6) gilt jedoch nur näherungsweise,

da ein Teil der Ladung auf den Interpolationsstreifen über die Kapazität der Streifen gegen die Detektorrückseite verloren geht.

Man erwartet für isolierte Teilchenspuren, daß ein oder zwei Auslesestreifen ein Signal enthalten. Die im folgenden benutzten Signalthöhen sind so normiert, daß die wahrscheinlichste Signalthöhe für ein minimal ionisierendes Teilchen, das einen Auslesestreifen trifft, 1 MI oder 100% ist.

Wir definieren ein **Cluster** als eine Gruppe benachbarter Auslesestreifen mit einer Signalthöhe von mehr als 10% MI, deren Gesamtsignalthöhe 30% MI übersteigt. Die Anzahl der Streifen in einem Cluster nennen wir **Clustergröße**.

Tabelle 3.1 gibt die gemessenen relativen Häufigkeiten für das Ansprechen von ein, zwei oder mehr benachbarten Auslesestreifen.

Anzahl der Streifen im Cluster	rel. Häufigkeit 60 μ m Region	rel. Häufigkeit 120 μ m Region
1	24 % (33%)	16 % (17%)
2	46 % (67%)	51 % (83%)
3	22 % ($\approx$ 0%)	26 % ($\approx$ 0%)
≥ 4	8 % ($\approx$ 0%)	7 % ($\approx$ 0%)

Tab. 3.1 Clustergrößen bei Einzelspuren. Die Werte in Klammern würden ohne Kopplung der Signale auf die übernächsten Nachbarauslesestreifen erwartet werden.

Die Zahlen in Klammern geben die relative Häufigkeit der Clustergröße an, wenn die kapazitive Ladungsteilung ausschließlich auf die nächsten Nachbarauslesestreifen stattfinden würde. Die Ladung wird jedoch nicht immer nur von ein oder zwei Auslesestreifen gesammelt, sondern es gibt einen beträchtlichen Anteil (ca. 30%) von Ereignissen, bei denen auf mehr als zwei Streifen Ladung über 10% MI induziert wird. Die Verbreiterung der Cluster wird durch die kapazitive Kopplung der Interpolationsstreifen zu den übernächsten Auslesestreifen hervorgerufen. Diese Kopplung ist nicht vernachlässigbar, da die Auslesestreifen die Ladungen auf den Interpolationsstreifen nur unzureichend abschirmen. Modellrechnungen, die die elektrostatischen Randbedingungen simulieren, reproduzieren die Messungen in Tabelle 3.1 quantitativ [36].

Langreichweitige δ -Elektronen tragen dagegen nur einige Prozent zur Clusterverbreiterung bei.

Abb. 3.9 zeigt die Signalthöhenverteilung in Clustern mit ein, zwei und drei Streifen. Die mittlere Signalthöhe in 1er-Clustern ist deutlich größer als in 2er-Clustern. Dies spiegelt die kapazitiven Verluste der Ladungen auf den Interpolationsstreifen an Masse wider (1er-Cluster entstehen, wenn die Ladung direkt vom Auslesestreifen gesammelt

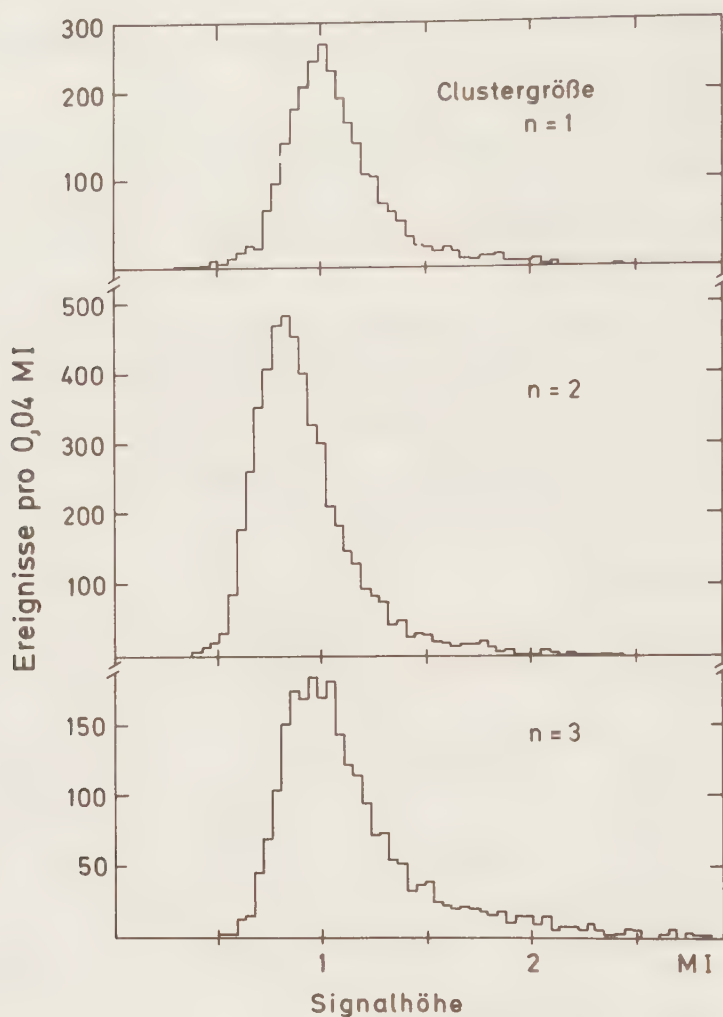


Abb. 3.9 Verteilung der Signalthöhen in Clustern mit einem, zwei und drei Streifen (über 10% MI) bei isolierten Teilchen.

wird). Die Breite dieser Verteilungen ($\text{FWHM} \approx 40\text{-}50\%$) setzt sich im wesentlichen aus den Schwankungen des Energieverlustes (Landau-Fluktuation) und der unterschiedlichen Ladungsaufsammlung in Abhängigkeit der Entfernung des Teilchendurchgangs vom Auslestestreifen zusammen.

3.5.2 NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT

Das elektronische Rauschen beträgt 3 % MI. In Abb. 3.9 würden die Rauschsignale in den ersten zwei Bins enthalten sein. Der klare Abstand der Verteilung für minimal ionisierende Teilchen vom Rauschen läßt eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit erwarten. Um diese zu bestimmen, verlangen wir für hochenergetische Strahlspuren in einer Gruppe von drei Detektoren einer Projektion (+ oder -14°) im ersten und dritten genau ein Cluster und suchen im zweiten Detektor nach einem Cluster in der Nähe der Verbindungslinie zwischen den Clustern der äußeren Detektoren. Unter 10 000 derartiger Ereignisse war kein Fall, in dem kein Cluster im mittleren Detektor gefunden wurde.

Daraus folgt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für isolierte minimal ionisierende Teilchen größer als 99,97% (95% CL) ist.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist unabhängig von der Teilchenrate bis zu $3 \cdot 10^6$ Teilchen s^{-1} verteilt über etwa 40 Auslesestreifen. Wegen der langen Signaldauer von 850 ns treten bei diesen Raten in 30–50 % der Ereignisse zusätzliche Cluster auf, die von Strahlteilchen herrühren, die kurz vor oder nach dem triggernden Teilchen die Detektoren durchlaufen. In der Offline-Analyse können sie jedoch leicht erkannt werden und stellen keine wesentliche Beeinträchtigung der Ereignisrekonstruierbarkeit dar.

3.5.3 KOORDINATENBESTIMMUNG UND ORTSAUFLÖSUNG BEI ISOLIERTEN SPUREN

Die Verbreiterung der Cluster beeinflusst die Koordinatenmessung bei isolierten Teilchen nur geringfügig. Es stellt sich zwar heraus, daß die Ortsauflösung der Cluster mit mehr als zwei Streifen schlechter ist, wenn man die verallgemeinerte Schwerpunktmethode

$$x = \frac{\sum x_i \cdot s_i}{\sum s_i} \quad (3.7)$$

anwendet. Dies hat seine Ursache in dem zu großen Gewicht, das einem Signal auf dem übernächsten Nachbarstreifen durch (3.7) gegeben wird. Es liegt daher nahe, bei 3er- und 4er-Clustern nur die zwei Streifen mit den größten Signalhöhen zu berücksichtigen. In diesem Fall ergibt sich die gleiche Ortsauflösung wie bei 1er- und 2er-Clustern.

Zur Messung der Ortsauflösung wird das gleiche Verfahren wie bei der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit angewandt. Aus den in den beiden äußeren Detektoren gemessenen Koordinaten wird eine Koordinate im mittleren Detektor vorhergesagt und mit der dort gemessenen verglichen.

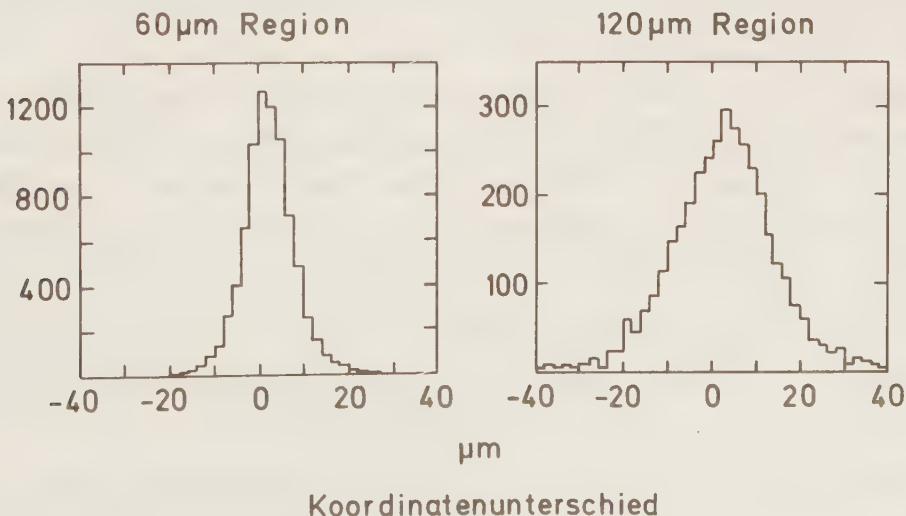


Abb. 3.11 Gemessene – vorhergesagte Koordinate im mittleren Detektor.

Abb. 3.11 zeigt die Verteilung der Differenz $\Delta x = x_m - x_v$ zwischen der gemessenen und der vorhergesagten Koordinate in der 60- μm -Region und in der 120- μm -Region. Unter der Voraussetzung, daß alle Detektoren die gleiche Auflösung haben und bei gleichen Abständen zwischen den Detektoren folgt, daß die Verteilung der Δx $\sqrt{1,5}$ mal breiter ist als die Verteilung der gemessenen um die wahre Koordinate. Für die Ortsauflösung der Einzelmessung finden wir so 4,5 μm bzw. 7,8 μm .

Die Parallelität der Streifen verschiedener Ebenen wird durch Vergleich der Mittelwerte der Δx -Verteilungen als Funktion der zu den Streifen parallelen Koordinate überprüft. Dieser Winkelfehler ist kleiner als 2 $\mu\text{m}/20 \text{ mm} = 0,1 \text{ mrad}$ und erübrigt daher eine Korrektur bei der Koordinatenbestimmung.

3.5.4 MEHR-TEILCHEN-TRENNUNG

Die Koordinatenbestimmung wird komplizierter, wenn die von zwei Teilchen erzeugten Cluster einander berühren oder überlappen. Wegen der oben erwähnten Clusterverbreiterung, hauptsächlich aber wegen der Schwankung in der Ionisation der einzelnen Teilchen, können die Koordinaten dann nicht mehr mit der Genauigkeit bestimmt werden wie bei bei isolierten Teilchen. Für den Grenzfall, daß beide Teilchen in dieselbe Auslesezone fallen, erwartet man nach (3.3) eine Ortsauflösung von $60 \mu\text{m}/\sqrt{12} = 17 \mu\text{m}$ bzw. $120 \mu\text{m}/\sqrt{12} = 35 \mu\text{m}$.

Abb. 3.12 zeigt die Verteilung der Signalthöhen für verschiedene Clustergrößen, wenn der Trigger Wechselwirkungen im Target selektiert.

Die Anhäufung bei kleinen Signalen bei 1er-Clustern kommt von zusätzlichen Strahlspuren, die vor oder nach der triggernden Wechselwirkung die Detektoren durchlaufen, und deren Signale nicht genau in das Zeitfenster der ADC-Steuersignale fallen.

Man erkennt aus Abb. 3.12, daß ein beträchtlicher Anteil der 3er-Cluster und fast alle 4er-Cluster durch zwei Teilchen erzeugt werden. Bei den 5er- und 6er-Clustern sind es häufig bzw. vorwiegend drei Teilchen.

Um in Clustern mit mehr als zwei Streifen eine Struktur erkennen zu können, heben wir die Streifenschwelle von 10% auf 20% an und verlangen, daß die Signalsumme benachbarter Streifen größer als 60 % MI ist. Für diese Untercluster wird eine Koordinate nach (3.6) berechnet. Durch diese Methode können die meisten großen Cluster geteilt werden.

Für die übrigen, nicht strukturierten Cluster schätzen wir die Anzahl der Teilchen aus der Gesamtsignalthöhe ab und ordnen die entsprechende Anzahl von Koordinaten derart an, daß jeder Koordinate die gleiche Signalthöhe entspricht.

Bei der Messung der Ortsauflösung für dicht benachbarte Spuren wird ausgenutzt, daß bei Wechselwirkungen im Target der Abstand benachbarter Spuren in den hinteren Ebenen größer ist als in den vorderen Ebenen. Mit den Messungen der zweiten

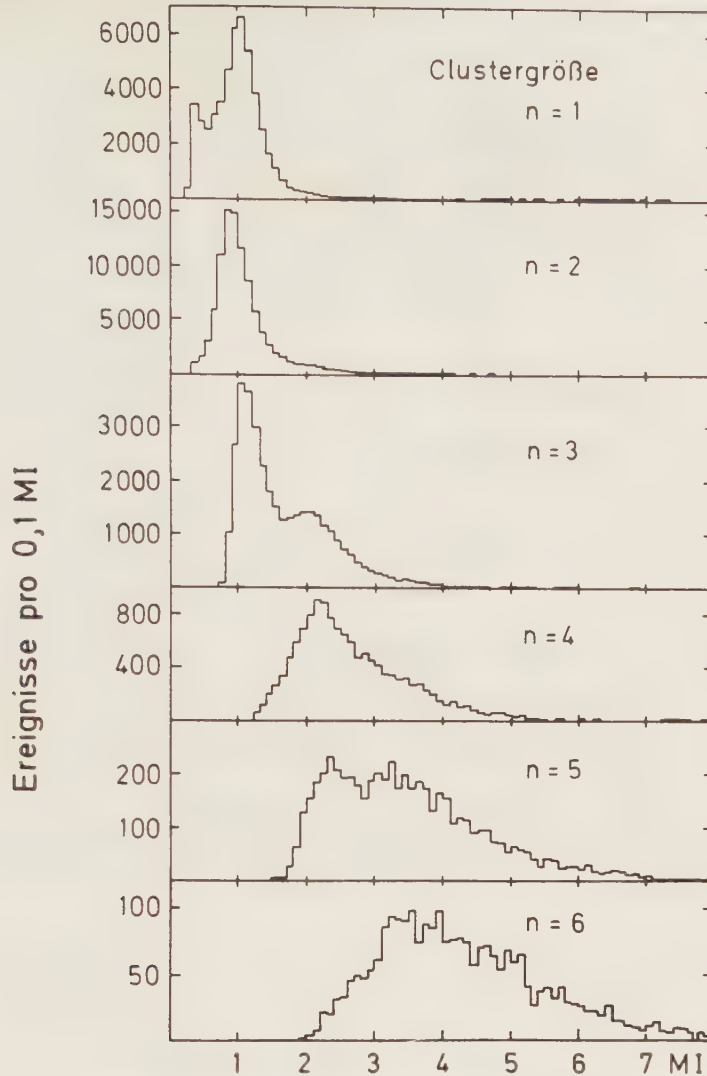


Abb. 3.12 Verteilung der Signalthöhen in Clustern mit 1–6 Streifen (über 10% MI) bei Wechselwirkungsdaten.

und dritten Ebene einer Projektion wird eine Koordinate in der ersten Ebene vorhergesagt und mit der dort gemessenen verglichen. Aus den Abweichungen der gemessenen von den vorhergesagten Koordinaten in der ersten Ebene kann die Ortsauflösung als Funktion des Abstandes zur nächsten Spur bestimmt werden (Abb. 3.13). Wegen der Coulombstreuung niederenergetischer Spuren liegt die Ortsauflösung für isolierte Spuren hier etwas höher als diejenige, die mit Strahlspuren bestimmt wurde.

Mit dieser Methode wird die Ortsauflösung für die verschiedenen Clustertypen bestimmt, eine sehr wichtige Information für die folgende Analyse, die entscheidend auf der detaillierten Kenntnis der Meßfehler basiert, da diese zwischen 4 und 65 μm schwanken.

3.6 Eigenschaften des Vertexteleskops

Die Spur- und Vertexrekonstruktion mit dem Vertexteleskop wird in Kapitel 6 beschrieben. Hier sollen jedoch die resultierenden, wichtigsten Eigenschaften dieser Anordnung vorweggenommen werden.

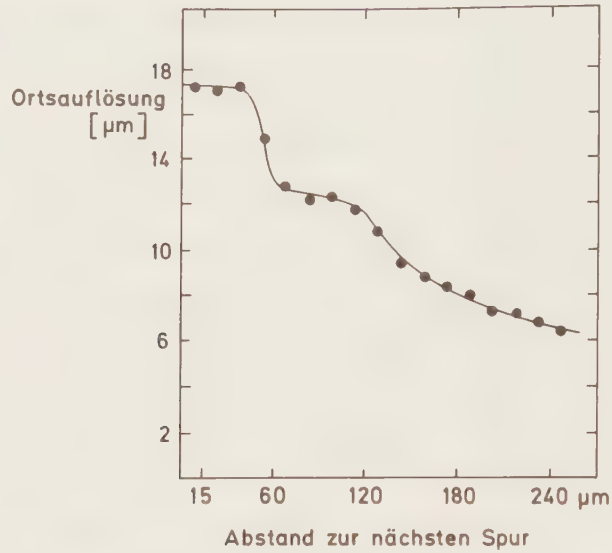


Abb. 3.13 Gemessene Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Abstand zum nächsten Teilchen in der 60- μm -Region.

3.6.1 BESTIMMUNG DES FEHLERS DER IMPAKTPARAMETER

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist die Meßgröße, von deren Genauigkeit die Lebensdaueremessung abhängt, der Impaktparameter der Spuren zum Wechselwirkungsvertex.

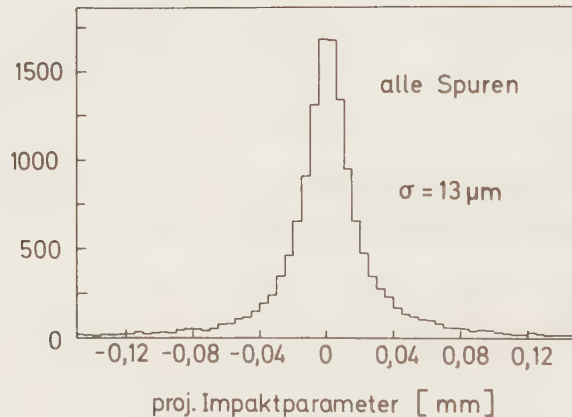


Abb. 3.14 Verteilung der projizierten Impaktparameter aller Spuren zum Wechselwirkungsvertex.

Abb. 3.14 zeigt die Verteilung der projizierten Impaktparameter b aller Spuren zum Wechselwirkungsvertex in der Projektion 1 (Streifen $+14^\circ$). Da bei den meisten Ereignissen alle Spuren aus dem Wechselwirkungsvertex stammen, kann man aus der FWHM die Meßgenauigkeit für den Impaktparameter abschätzen. Über alle Impulse gemittelt ergibt sich $\sigma_b = 13\mu\text{m}$.

Die Coulombstreuung in den Siliziumdetektoren (1,8 % Strahlungslänge λ_0) der Teilchen unter 5 GeV/c Impuls trägt einen wesentlichen Anteil an den Fehlern des Impaktparameters. Abb. 3.15 zeigt die Verteilung der Impaktparameter für verschie-

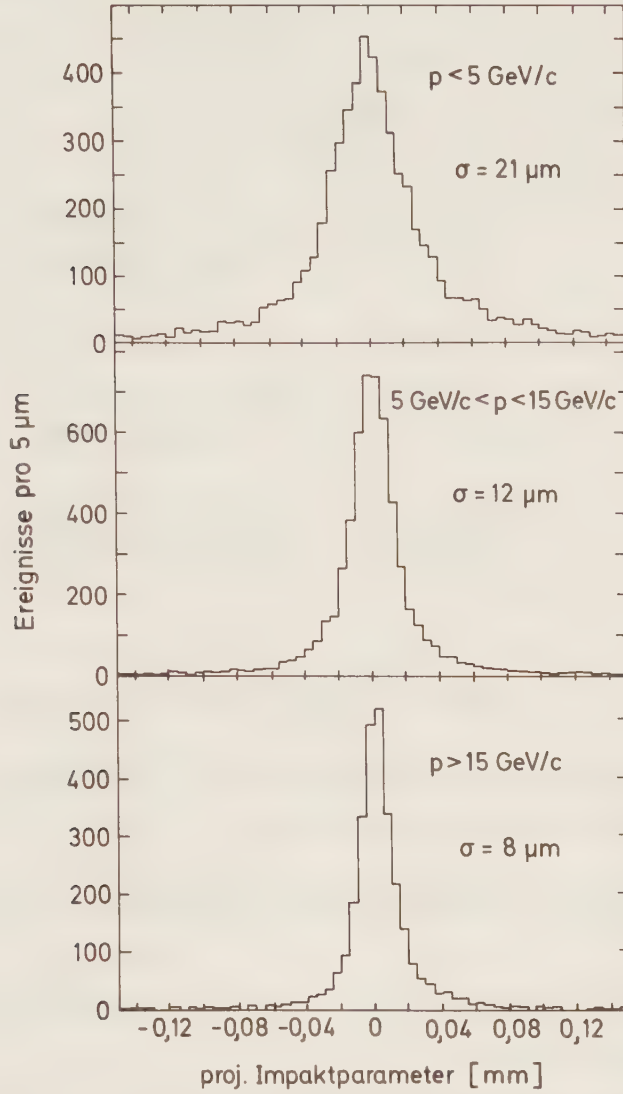


Abb. 3.15 Verteilung der projizierten Impaktparameter aller Spuren zum Wechselwirkungsvertex für verschiedene Impulsbänder.

den Impulsbänder. Daraus kann der durch die Coulombstreuung verursachte Fehler zu $\frac{50\mu\text{m}}{p[\text{GeV}/c]}$ ermittelt werden. Der Fehler am Impaktparameter für $p \rightarrow \infty$ ist

$$\sigma_b(p \rightarrow \infty) = 8\mu\text{m}.$$

3.6.2 BESTIMMUNG DES FEHLERS DER VERTEXPOSITION

Zur Bestimmung des Meßfehlers an der Vertexposition wird die z-Position (in Strahlrichtung) des Wechselwirkungsvertex durch die Spurprojektionen 1 und 2 getrennt bestimmt. Abb. 3.16 zeigt die Verteilung der Differenzen der z-Positionen aus Projektion 1 und 2. Die FWHM dieser Verteilung ist $600\mu\text{m}$. Um daraus den Fehler am Mittelwert der Vertexposition zu bestimmen, berücksichtigen wir 1., daß die Differenz zweier Größen, die um σ schwanken, um $\sqrt{2}\sigma$ schwankt und 2., daß der Mittelwert dieser zwei Größen um $\sigma/\sqrt{2}$ schwankt. Daraus folgt nach Umrechnung der FWHM in σ für den

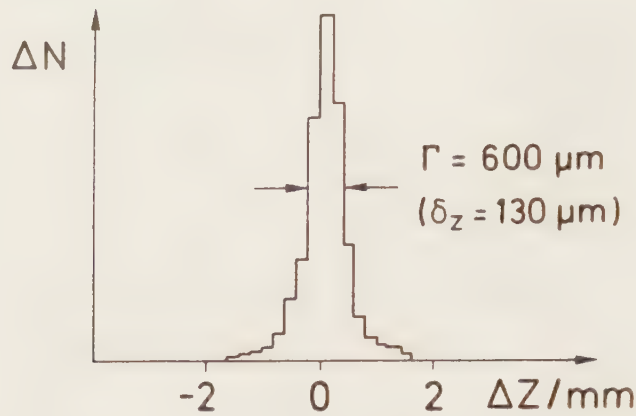


Abb. 3.16 Differenz der z -Position des Wechselwirkungsvertex aus Projektion 1 und 2.

Fehler am Mittelwert

$$\sigma_z^{\text{vertex}} = \frac{600}{2 \cdot 2,3} = 130 \mu\text{m}$$

Dies stimmt mit dem aus dem Fehlermatrizen der Spuren vorhergesagten Fehler an der z -Position des Wechselwirkungsvertex von $140 \mu\text{m}$ gut überein.

3.7 Zusammenfassung der Eigenschaften der Siliziumdetektoren und des Vertexteleskops

Das Detektorsystem zur genauen Spur- und Vertexvermessung besteht aus zwei Typen von Siliziumstreifendetektoren.

- 4 Detektorebenen mit horizontalen Streifen (Abstand $50 \mu\text{m}$), die logisch ausgelesen werden (HMSD).
- 8 Detektorebenen mit um $\pm 14^\circ$ (gegen die Horizontale) geneigten Streifen (Abstand $20 \mu\text{m}$), von denen in der Mitte der empfindlichen Fläche jeder 3. Streifen und außen jeder 6. Streifen analog ausgelesen wird (IMSD).

Die 4 HMSD und 2 IMSD bilden das Stahlteleskop (BMSD) vor dem Target, die übrigen 6 IMSD bilden das Vertexteleskop (VMSD) hinter dem Target (vgl. Abb. 2.2).

Tabelle 3.2 faßt die wichtigsten Eigenschaften der Detektoren und der Anordnung zusammen.

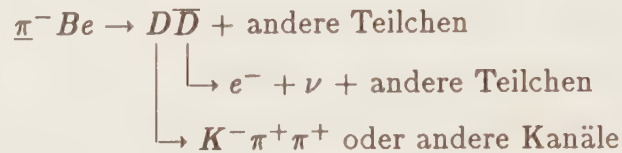
	IMSD	HMSD
Material	Si 3 k Ω cm, n-dotiert	dto.
Maße	2'' $\varnothing$, 280 μ m Dicke	dto.
Streumaterial	$3 \cdot 10^{-3} \lambda_0$	dto.
Betriebssperrspannung	120 V	dto.
Elektron-Lochpaare / MI	24.000	dto.
Streifenlänge	36 mm	36 mm
Empfindliche Fläche	8–24 mm $\times$ 36 mm	2,4 mm $\times$ 36 mm
Streifenabstand	20 μ m	50 μ m
Ausleseprinzip	analog	logisch
	jeder 3. bzw. 6. Str.	jeder Str.
Ortauflösung	4,5 bzw. 7,8 μ m	14,6 μ m
Zweispurtrennung	ca. 60 bzw. 120 μ m	ca. 100 μ m
Zeitauflösung	850 ns	50 ns
Anzahl der Ebenen		
vor dem Target	2	4
hinter dem Target	6	–
Anzahl der Streifen / Ebene	1.200	48
Auslesestreifen / Ebene	96–240	48
Winkel der Streifen zur Hor.	$\pm 14^\circ$	0°
Vertexteleskop		
Fehler der Impaktparameter		
gemittelt über alle Impulse		13 μ m
für Spuren mit $p > 15$ GeV/c		8 μ m
Fehler der Vertexposition		130 μ m

Tab. 3.2 Übersicht über die Eigenschaften der Siliziumstreifendetektoren und des Detektorsystems.

4. Trigger und Datennahme

4.1 Trigger

Der Trigger selektiert Ereignisse mit einem einzelnen Elektron unter den Reaktionsprodukten, um den Anteil an Ereignissen mit Charm-Teilchen anzureichern. Dabei wird nach Reaktionen vom Typ



gesucht. Ereignisse mit einem einzelnen Elektron tragen nur einen sehr kleinen Anteil ($\approx 10^{-4}$) zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt bei, während das Verzweigungsverhältnis von Charm-Teilchen in Elektron plus andere Teilchen ca. 10% beträgt. Die Isolierung dieser seltenen Ereignisse ist jedoch angesichts des starken Untergrundes durch Elektron-Paare aus γ -Konversionen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und Dalitz-Zerfällen ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$) sehr schwierig. Dieser Untergrund durch e^+e^- -Paare wird daher in allen Stufen der Datenreduktion, sowohl zum Triggerzeitpunkt als auch in der Offline-Analyse, gesucht und verworfen.

Bei den e^+e^- -Paaren aus γ -Konversionen kann die Tatsache, daß der Öffnungswinkel α zwischen den Elektronen sehr klein ist ($\alpha \approx 2m_e/E_\gamma$), zur Erkennung und Zurückweisung genutzt werden. Auch bei Dalitz-Paaren ist der Öffnungswinkel der e^+e^- -Paare im allgemeinen nahe bei Null. Das Feld des Magneten M1 ist vertikal (in y-Richtung) und lenkt die e^+e^- -Paare in der Horizontalen (x-z-Ebene) ab. Die e^+e^- -Spuren bleiben also koplanar und können dadurch erkannt werden.

Abb. 4.1 zeigt Beispiele von e^+e^- -Paaren, die im Schnellen Trigger, in der zweiten Triggerstufe und in der Offline-Analyse erkannt werden können.

4.1.1 SCHNELLER TRIGGER

In der ersten Triggerstufe wird innerhalb von 400 ns nach der Wechselwirkung die Entscheidung für das Auslesen der Spektrometerinformation getroffen. Dieser Schnelle Trigger gliedert sich in 4 Stufen*.

1. Definition des Strahlteilchens **UB** (useful beam).
2. Definition einer inelastischen Wechselwirkung im Target **INT** (interaction).
3. Definition des Elektrons **EGOOD** (good electron).
4. Veto auf e^+e^- -Paare **EPAIR** (electron pair).

Im Folgenden werden diese Stufen kurz skizziert.

* Auch hier beschreibe ich nur die wichtigsten Stufen, [9] und [33] geben eine detailliertere Beschreibung dieses komplizierten Triggers.

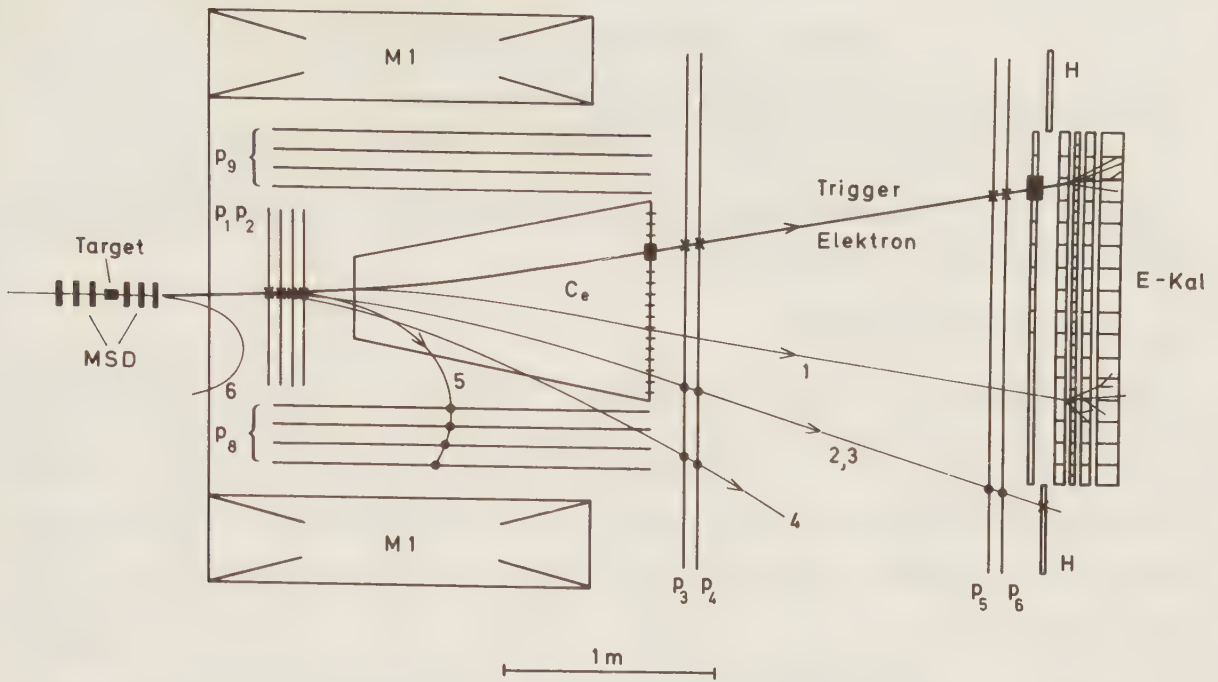


Abb. 4.1 Beispiele für e^+e^- -Paare im vorderen Teil des Spektrometers

1. Das logische Signal für ein akzeptierbares Strahlteilchen **UB** (useful beam) wird durch die Koinzidenz von drei Szintillationszähler-Signalen und die Antikoinzidenz eines Veto-Zählers, der einen Schlitz von 20×2 mm besitzt und auf das Target ausgerichtet ist, gegeben.
2. Eine Wechselwirkung **INT** ist durch die logische Verknüpfung $\text{INT} = \text{UB} \wedge \text{I} \wedge \overline{\text{D}}$ gegeben. **I** ist ein Signal ($> 2,5 \text{ MI}$) in einem Szintillationszähler, der sich 3 mm hinter dem Target befindet (Abb. 2.2). **D** ist ein Signal in einem Szintillationszähler, der sich hinter dem Magneten **M2** an der Stelle befindet, an der die nicht wechselwirkenden Strahlteilchen durchtreten. $\text{UB} \wedge \overline{\text{D}}$ definiert also die Streuung des Strahlteilchens.
3. Ein Elektron **EGOOD** wird durch ein Signal im elektromagnetischen Kalorimeter (E-Kal), das einem Energieverlust von mehr als 2,8 GeV entspricht, und einem Lichtsignal in den geometrisch zugehörigen Zellen des Čerenkovzählers C_e definiert.
4. Als wahrscheinliche e^+e^- -Paare (**EPAIR**) werden folgende Ereignisse zurückgewiesen
 - (a) **EGOOD** in mehr als einer Zelle ($\text{EGOOD} > 1$).
 - (b) Čerenkovsignale in mehr als zwei benachbarten Zellen ($\text{CE} > 2$).
 - (c) Ein Schauersignal in einem Element des H-Zählers (einer rudimentären seitlichen Ausdehnung des Elektron-Kalorimeters) auf gleicher Höhe wie **EGOOD** (**H**).

$$\mathbf{EPAIR} = (\mathbf{EGOOD} > 1) \vee (\mathbf{CE} > 2) \vee \mathbf{H}$$

Der Trigger wird durch folgende Verknüpfung gegeben:

$$\mathbf{TRIGGER} = \mathbf{INT} \wedge \mathbf{EGOOD} \wedge \overline{\mathbf{EPAIR}} \wedge \mathbf{BUSY}$$

BUSY ist ein logisches Signal, das vom Online-Rechner gegeben wird, wenn die Spektrometerelemente ausgelesen werden.

4.1.2 ZWEITE TRIGGERSTUFE

Das Triggersignal des Schnellen Triggers erzeugt die Steuersignale für alle ADC*, TDC** und Adressencodierer*** und startet den Online-Rechner zur Auslese aller Spektrometerkomponenten, die ca. 7-9 ms dauert. Während dieser Zeit können keine weiteren Trigger aufgenommen werden (Totzeit). Zur Verringerung der Totzeit wird ein System von zwei Mikroprozessoren (ESOP) eingesetzt, das parallel zum Online-Rechner Teile der Spektrometerinformation ausliest, innerhalb von ca. 500 μ s Tests durchführt und entscheidet, ob der Trigger akzeptiert werden soll oder nicht. Im ersten Fall wird die Auslese zu Ende geführt und die Information auf Magnetband geschrieben; andernfalls wird die Auslese abgebrochen, alle Komponenten neu initialisiert und für den nächsten Trigger empfindlich gemacht.

Die zwei wichtigsten Tests, die von den Mikroprozessoren durchgeführt werden, sind

1. Vergleich des Elektronimpulses mit der deponierten Energie.
2. Suche nach Konversionspartnern.

Dazu werden die Proportionalkammern P3,P4,P5,P6 (Abb. 4.1) und die ADC-Information des Elektronkalorimeters ausgelesen.

1. Mit den Treffern in den Proportionalkammern und der Information der **EGOOD**-Zelle wird die Spur des Triggerelektrons rekonstruiert und aus dem Abstand der Treffer in P3/P4 von der geraden Verbindungslinie Target – Treffer in P5/P6 der Impuls p des Elektrons berechnet. Dieser wird mit der im Elektronkalorimeter gemessenen Energie E verglichen. Abb. 4.2 zeigt das von ESOP gefundene Verhältnis E/p . Trigger mit zu kleinem E/p stammen meistens von Hadronen, die im Kalorimeter wechselwirken, Trigger mit zu großem E/p von Teilchen, die von Photonen begleitet werden. Akzeptiert werden Trigger mit $0,7 < E/p < 1,3$.
2. Aus den Treffern in den Proportionalkammern sucht ESOP weitere Spuren zu rekonstruieren. Wenn eine zum Triggerelektron koplanare Spur mit anderer Ladung gefunden wird, wird das Ereignis als wahrscheinliche Konversion verworfen.

* Analog to Digital Converter für die Kalorimeter, Čerenkovzähler und Siliziumdetektoren.

** Time to Digital Converter zur Driftzeitmessung in den Driftkammern.

*** für das Proportionalkammersystem.

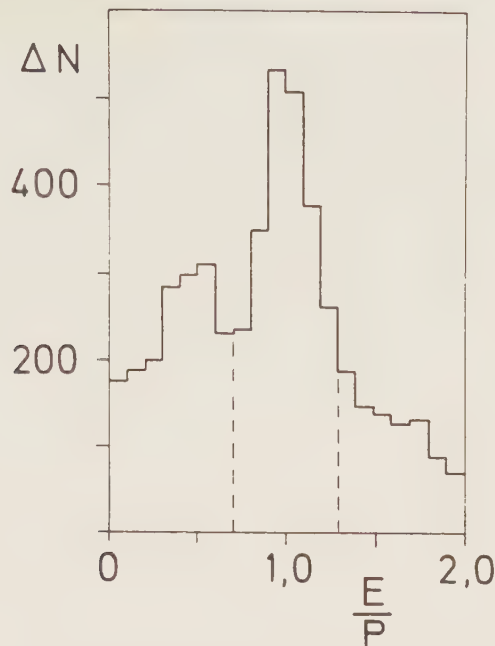


Abb. 4.2 Verhältnis E/p in der zweiten Triggerstufe

Insgesamt werden 64 % aller Trigger von ESOP zurückgewiesen. Der Verlust an guten Triggern durch die zweite Triggerstufe ist ca. 30 %. Durch die Verringerung der mittleren Totzeit wird die Sensivität des Experimentes etwa um einen Faktor 2,5 gesteigert.

4.2 Datennahme

Die Daten, auf denen die vorliegende Arbeit basiert, wurden in 14 Tagen vom 3.–16. 7. 1982 aufgezeichnet. Der Teilchenstrahl H6 am CERN SPS hatte negative Polarität und einen Impuls von 200 GeV/c. Die Teilchenrate auf das 20 mm lange Beryllium Target war ca. $2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Es wurden $4,3 \cdot 10^6$ Trigger aufgezeichnet (ca. 120 Magnetbänder mit 6250 bpi).

Tabelle 4.1 zeigt die mittlere Datenreduktion des Triggers bezogen auf einen SPS-Zyklus (12 s).

Nutzbarer Strahl, UB	3.000.000
Wechselwirkungen, INT	84.000
Elektron, EGOOD	1.060
Kein e^+e^- -Paar, EPAIR	473
Rechner frei, BUSY (TRIGGER)	253
ESOP akzeptiert (Ereignis auf Band)	92

Tab. 4.1 Datenreduktion durch den Einzel-Elektron-Trigger pro SPS-Zyklus (12 s).

Teil 2

Auswertung

5. Ereignisrekonstruktion

Im folgenden Kapitel werden die Stufen der Datenanalyse und der Datenreduktion dargestellt, in denen die Information der Siliziumdetektoren noch nicht verwendet wird. Die Details sind ebenfalls in [33] und [9] zu finden. Ich gebe hier nur einen Überblick.

Vor der eigentlichen Rekonstruktion der 4,3 Millionen Ereignisse, werden die einzelnen Teile des Spektrometers vermessen und kalibriert.

In der ersten Stufe der Datenverarbeitung wird die Elektronidentifizierung und die Suche nach Konversionspartnern verfeinert. Für alle Ereignisse, die diesen Filter passieren, wird die Spurrekonstruktion mit den Driftkammern und die Teilchenidentifizierung mit Hilfe der Čerenkovzähler durchgeführt.

Für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Analyse werden nur Ereignisse untersucht, die mindestens einen geladenen Kaon-Kandidaten enthalten.

Bei diesen Ereignissen wird die Spurrekonstruktion in den Siliziumdetektoren durchgeführt und dabei nach noch nicht erkannten Konversionselektronen gesucht. Außerdem werden Ereignisse, die mit einem einzigen Vertex verträglich sind, verworfen.

Für die so gefilterten Ereignisse wird schließlich die Suche nach versetzten Sekundärvertices aufgenommen.

5.1 Vermessung und Kalibration des Spektrometers

Die Positionen der Driftkammerdrähte werden zunächst optisch anhand von Eichmarkierungen auf den Kammerrahmen mit einer Genauigkeit von ca. 1 mm bestimmt. Unterschiedliche Signallaufzeiten der einzelnen elektronischen Kanäle werden durch Einkoppeln eines Testsignals auf die Eingänge der Vorverstärker bestimmt. Die Feinvermessung der Drahtpositionen und die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wird dann mit hochenergetischen Teilchenspuren bei abgeschalteten Spektrometermagneten durchgeführt.

Mit Hilfe des in (3.4.2) beschriebenen Kalibrationssystems werden die Nullpunkte der ADC (pedestals) und die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Kanäle der Siliziumstreifendetektoren bestimmt. Ebenfalls mit hochenergetischen Strahlspuren werden die relativen Streifenpositionen der Detektoren gemessen. Anschließend wird die relative Position und Neigung zwischen dem Vertex-Teleskop und dem Driftkammersystem bestimmt.

Die Detektorpositionen in Strahlrichtung (z-Achse) sind entweder durch die Konstruktion festgelegt (bei den einzelnen Driftkammerpaketen und beim Vertexteleskop) oder werden optisch vermessen (Abstände zwischen den Komponenten).

5.2 Identifizierung des Elektrons und Paar-Erkennung

Im ersten Ereignisfilter wird zunächst die Spur des triggernden Elektrons mit Hilfe der Proportionalkammern P3,4 und P5,6 (Abb. 2.3 und 4.1) gesucht. Mit dieser Spur wird dann das Elektron in den Arm2-Driftkammern rekonstruiert. Eine Reihe von Tests, die denen der zweiten Triggerstufe gleichen, werden mit der nun verbesserten Orts-, Impuls- und Energieauflösung durchgeführt, um Untergrund durch Hadronen und Photonen zurückzuweisen. Für die akzeptierten Ereignisse wird die volle Spur-rekonstruktion mit den Driftkammern durchgeführt (nächster Abschnitt).

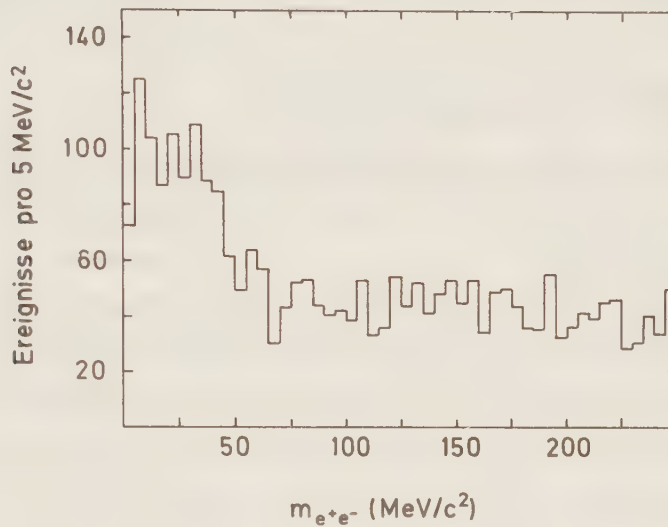


Abb. 5.1 Invariante Masse von e^+e^- -Kandidaten in Arm2

Für alle Spuren anderer Polarität als die des Trigger-Elektrons wird unter der Hypothese, es sei ebenfalls ein Elektron, die invariante Masse des e^+e^- -Systems berechnet (Abb. 5.1). Ist die invariante Masse kleiner als $30 \text{ MeV}/c^2$ und der Transversalimpuls dieses Partners zum e^+e^- -System kleiner als $10 \text{ MeV}/c^2$, wird das Ereignis zurückgewiesen.

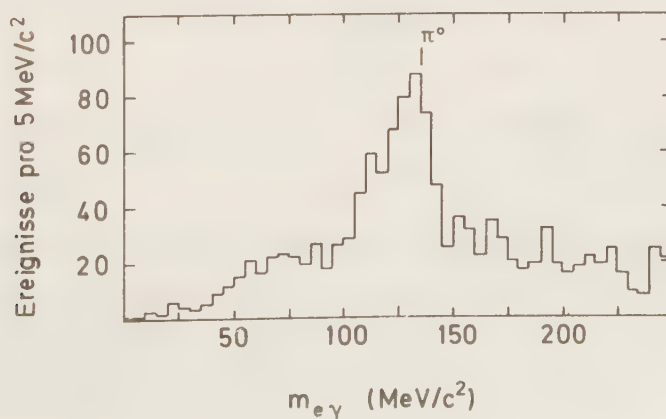


Abb. 5.2 Invariante Masse von $e\gamma$ -Kombinationen

Um einen Teil der direkt oder indirekt aus π^0 -Zerfällen stammenden Elektronenpaare, in denen das zweite Elektron nicht gemessen wurde, zu erkennen, wird im Elektron-Kalorimeter nach Photonen gesucht und die invariante Masse des $e\gamma$ -Systems berechnet (Abb. 5.2). Man erkennt eine deutliche Anhäufung bei der π^0 -Masse. Die Asymmetrie und Verschiebung zu niedrigeren Massen hat ihre Ursache im fehlenden Transversalimpuls des zweiten, nicht gemessenen Elektrons. Ereignisse mit $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{e\gamma} < 170 \text{ MeV}/c^2$ werden zurückgewiesen.

Ereignisse mit sehr asymmetrischen e^+e^- -Paaren, bei denen ein Partner wegen seines niedrigen Impulses nicht den Magneten durchquert, können zum Teil mit Hilfe der Siliziumdetektorinformation erkannt werden. Dies wird in Kapitel 6 näher beschrieben.

5.3 Spurrekonstruktion und Impulsmessung

Durch die geringe Redundanz bei den Siliziumdetektoren ist es erforderlich, die Spurrekonstruktion zunächst mit der Information aus den Proportionalkammern und den Driftkammern durchzuführen.

Wegen der geringeren Multiplizität der geladenen Teilchen werden die Spuren zunächst in Arm3 rekonstruiert und dann als Führung für Spursuche in Arm2 verwendet. In jedem Driftkammerpaket stehen Messungen mit drei verschiedenen Drahtneigungen zur Verfügung (siehe Tab. 2.3), so daß die Mehrdeutigkeiten bei der Assoziierung von zwei Spurprojektionen zu Raumspuren aufgelöst werden können. Wenn die Spursegmente in Arm2 und Arm3 mit der Hypothese einer Spur, die vom Target kommt, verträglich ist, wird eine Anpassung dieser Spursegmente an eine von der Mitte des Targets kommende Teilchenbahn vorgenommen. Aus der Ablenkung in den bekannten Magnetfeldern wird der Impuls berechnet. Der relative Fehler der Impulsmessung hängt vom Impuls und von der Länge der Spursegmente, die gemessen werden können, ab. Tabelle 5.1 gibt die mittlere relative Impulsauflösung für Spuren an, die in verschiedenen Spektrometerelementen gemessen werden.

Spuren gemessen in	σ_p/p
Arm2	2 %
Arm2 + Arm3	0,8 %
VMDS + Arm2	1,6 %
VMDS + Arm2 + Arm3	0,6 %

Tab. 5.1 Impulsauflösung für Spuren, die in den verschiedenen Teilen des Spektrometers gemessen werden. Hier ist auch schon die Verbesserung der Impulsauflösung berücksichtigt, wenn die Spuren auch in den Siliziumdetektoren gemessen werden.

5.4 Teilchenidentifizierung

Für die vorliegende Arbeit werden nur die Cabibbo-bevorzugten Endzustände von D-Mesonen, die ein geladenes K-Meson enthalten, untersucht. Für die Unterdrückung von Ereignissen, die kein geladenes Kaon enthalten, und zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes ist eine Teilchenidentifizierung sehr wichtig. Dabei wird vor allem versucht, die K-Mesonen von den etwa 10mal häufigeren π -Mesonen zu trennen.

Nachdem die Impulse und die genauen Teilchenbahnen bekannt sind, kann die Lichtinformation der Čerenkovhodoskope zur Teilchenidentifizierung ausgewertet werden. Für jede Spur, die in Arm3 gemessen wird, wird die erwartete Čerenkovlichtmenge (Anzahl von Photoelektronen in den Photoröhren) für die drei möglichen Teilchenidentitäten π -Meson (π), K-Meson (K) und Proton (p) berechnet. Die tatsächlich beobachtete Lichtmenge hat eine gewisse Streuung um diese Erwartungswerte, die durch die Statistik der Photoelektronen und durch die Schwankung der Lichtsammlung in den Spiegeln bestimmt ist. Diese Streuung ist typischerweise 20–50 %. Für jede Teilchenidentität wird das Konfidenzniveau CL (confidence level) [37] unter der Voraussetzung, daß die gemessene Lichtmenge um ihren Erwartungswert normalverteilt ist, berechnet. CL gibt die Wahrscheinlichkeit an, eine Abweichung vom Erwartungswert zu finden, die größer ist als die gemessene Abweichung. CL ist somit ein Maß für die Richtigkeit der Annahme dieser Teilchenidentität.

Ist für eine bestimmte Teilchenidentität bei gemessenem Impuls die Geschwindigkeit eines Teilchens unterhalb der Lichtgeschwindigkeit in einem der Zähler, so erwartet man dort kein Licht. Findet man in diesem Fall auch kein Licht, so wird für diese Teilchenidentität $CL = 1$ gesetzt. Wird dagegen Licht gemessen, ist $CL = 0$. CL wird ebenso auf 1 gesetzt, wenn ein Teilchen nicht in die Akzeptanz der Čerenkovzähler fällt oder wenn wegen des Überlapps mit anderen Spuren die Information nicht interpretierbar ist.

Die Konfidenzniveaus CL_i^m ($i = 1, 2, 3$ Index des Čerenkovzählers) der drei Čerenkovzählerinformationen für jede der drei Massenhypothesen ($m = \pi, K, p$) werden multipliziert

$$p^m = \prod_{i=1}^3 CL_i^m.$$

p^m ist nun ein Maß für die Kompatibilität der Teilchenhypothese m mit der kombinierten Čerenkovinformation.

Für die folgende Analyse ist es wichtig, K-Mesonen von π -Mesonen abzutrennen. Unter den geladenen Reaktionsprodukten bei inelastischen Wechselwirkungen treten π -Mesonen ca. 10mal häufiger auf als K-Mesonen (Protonen und Antiprotonen etwa genauso häufig). Wir wichten daher die p^m mit der relativen Häufigkeit der Teilchensorte m , $P^m = w^m p^m$, und normalisieren sie so, daß die Summe $P^\pi + P^K + P^p = 1$ ist.

Um eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für K-Mesonen zu erhalten, andererseits gegen den starken Untergrund von π -Mesonen zu diskriminieren, definieren wir einen $K^\pm$ -Kandidaten als eine Spur mit $P^K > 0,1$ und $P^\pi < 0,7$.

Die Identifizierungswahrscheinlichkeit für K-Mesonen, die in die Akzeptanz der Čerenkovhodoskope fallen, hängt vom Impuls p ab und liegt zwischen 22 % und 82 % für $4 < p < 100 \text{ GeV}/c^2$; die genauere Bestimmung dieses Wertes findet sich in [9]. Die Wahrscheinlichkeit, ein π -Meson fälschlicherweise als K-Kandidaten zu akzeptieren, ist etwa 5%.

6. Auswertung der Siliziumdetektor-Information

Dieses Kapitel behandelt die Strategie und die Technik der Spur- und Vertexrekonstruktion mit Hilfe der Siliziumdetektor-Information. In Abschnitt 6.3 wird die Erkennung von e^+e^- -Paaren mit den Siliziumdetektoren beschrieben. Am Ende des Kapitels findet sich eine Zusammenfassung der Erfahrungen aus der Entwicklung des Rekonstruktionsprogrammes.

Nach Korrektur der ADC-Signale auf Nullpunkt, Verstärkung und elektronisches Übersprechen werden die Koordinaten in den einzelnen Detektorebenen durch Schwerpunktbildung bestimmt. Das Verfahren ist im Abschnitt 3.5 dargestellt*.

6.1 Spurrekonstruktion mit den Siliziumdetektoren

6.1.1 REKONSTRUKTION DES STRAHLTEILCHENS

Zur Rekonstruktion des Strahlteilchens stehen zwei Paare von um 90° gekreuzten Szintillationshodoskopen (BH) mit einer Ortsauflösung von $2\text{ mm}/\sqrt{12}$ und $1\text{ mm}/\sqrt{12}$ zur Verfügung. Dazu kommen vier Siliziumdetektoren mit horizontalen Streifen in Abständen von $50\text{ }\mu\text{m}$, bei denen jeder Streifen logisch (ohne Signalhöheninformation) ausgelesen wird (HMSD) und zwei Siliziumdetektoren (IMSD) mit kapazitiver Ladungsteilung und Streifenneigung von $\pm 14^\circ$ (vgl. Abb. 2.2).

Die Vermessung des Strahlteilchens ist einfach, wenn in den Szintillationshodoskopen (BH) und in den zwei letzten Siliziumdetektoren (IMSD) je genau eine Koordinate vorliegt. Wenn die IMSD mehr als einen Koordinate pro Ebene enthalten (verursacht durch zeitlich vor- oder zurückliegende zusätzliche Strahlspuren wegen der langen Integrationszeit der Analogelektronik), wird die Information der HMSD, deren Elektronik eine wesentlich kürzere Integrationszeit hat, herangezogen, um die richtige Kombination von Koordinaten in den IMSD zu finden. Der mittlere Fehler der Extrapolation der Strahlspur zum Target ist $8\text{ }\mu\text{m}$ in den Detektorprojektionen $\pm 14^\circ$.

Ereignisse werden verworfen, wenn sich weder aus der Siliziumdetektor-Information noch aus den Szintillationshodoskopen eine eindeutige Strahlspur bestimmen läßt.

*Abweichend von den Definitionen in Abschnitt 3.5 wird die Schwelle, ab der ein Streifen zu einem Cluster gezählt wird, von 10% auf 8% MI gesenkt. Dadurch wird die Ortsauflösung in der $120\text{-}\mu\text{m}$ -Region verbessert. Außerdem wird die Clusterschwelle von 30% auf 25% MI gesenkt. Dies dient der besseren Erkennung von zusätzlichen Strahlspuren.

6.1.2 STRATEGIE DER SPURREKONSTRUKTION

Die Spursuche hat zum Ziel, aus den mit je drei Ebenen in zwei Projektionen gemessenen Koordinaten, die Teilchenspuren der geladenen Reaktionsprodukte im Raum zu rekonstruieren. Da bei mehreren Spuren zwei gemessene Projektionen nicht ausreichen, um die Raums Spuren eindeutig zu definieren, werden die mit den Driftkammern rekonstruierten Raums Spuren zu Hilfe genommen. Obwohl die Ortsauflösung der Siliziumdetektoren und der Driftkammern sehr verschieden sind, ist die Winkelauflösung durch den langen Hebelarm des Driftkammersystems ungefähr gleich (ca. 0,1 mrad).

Aufgrund der geringen Redundanz im Vertexteleskop und der Verschlechterung der Ortsauflösung bei dicht benachbarten Spuren, werden Koordinaten oft zu nicht vorhandenen Spuren kombiniert. Um einerseits diese Rekonstruktionsfehler möglichst gering, andererseits die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit hoch zu halten, wird die Spur- und Vertexrekonstruktion iterativ durchgeführt.

In einer ersten Stufe werden die Spuren nur mit Hilfe der Driftkammerspuren gesucht. Mit diesen Spuren wird eine erste Näherung für den Wechselwirkungsvertex bestimmt. Mit Hilfe dieses Vertex und den noch nicht verwendeten Driftkammerspuren wird nach weiteren Spuren gesucht.

Außerdem werden Rekonstruktionsfehler mit Führung durch diesen Vertex und die Driftkammerspuren, wenn möglich, behoben. Auch im weiteren Verlauf der Rekonstruktion, bei der Suche nach Zerfallsvertices, werden vermutlich fehlerrekonstruierte Spuren korrigiert.

6.1.3 SPURSUCHE MIT FÜHRUNG DURCH DIE DRIFTKAMMERSPUREN

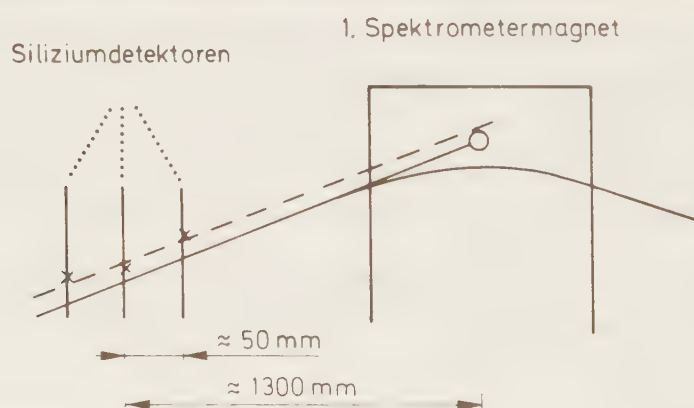


Abb. 6.1 Schema der Spursuche mit Führung durch Driftkammerspuren.

o	Führungspunkt
x	Siliziumdetektor-Koordinaten
—	extrapolierte Driftkammerspur
- - -	Spur im Vertexteleskop

In der ersten Phase der Spursuche wird für jede mit den Driftkammern rekonstruierte Spur der Punkt in der Mittelebene des ersten Magneten (M1) berechnet, durch den

diese Spur bei Magnetfeld Null gehen würde (Abb. 6.1). Diese Punkte nennen wir die Führungspunkte. Die sechs Ebenen des Vertexteleskops (VMSD) sind vom Target ausgehend fortlaufend nummeriert (Abb. 6.2). Die Streifen der Ebenen 1, 3 und 5 haben einen Winkel von $+14^\circ$ gegen die Horizontale (x - Achse) und bilden Projektion 1; die Ebenen 2, 4 und 6 mit -14° bilden Projektion 2.

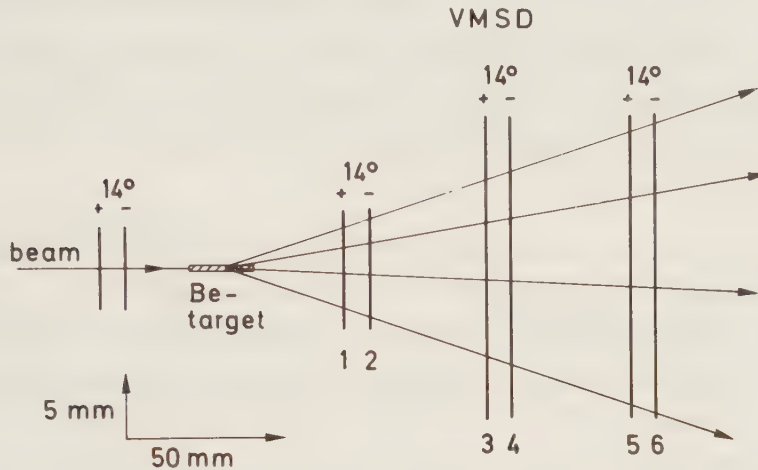


Abb. 6.2 Zur Numerierung der Siliziumdetektorebenen hinter dem Target.

In dieser speziellen Anordnung müssen alle Spuren, die aus der Targetnähe kommen und den ersten Magneten passiert haben, zumindest durch Ebene 3 und 4 laufen, wenn sie überhaupt in die Akzeptanz des Vertexteleskops fallen. Die Ebenen 3 und 4 werden daher als Hauptebenen in der Spursuche verwendet.

Zunächst werden die Spuren gesucht, die in allen sechs Ebenen gemessen wurden. Dazu verbinden wir die Führungspunkte mit allen Koordinatenkombinationen in den Hauptebenen und suchen in einer Straße nach Koordinaten in den Ebenen 1,2,5 und 6. Die Breite der Straße ist durch den Impuls der Spur und die Fehler an den Führungspunkten und Koordinaten in den Hauptebenen gegeben.

Werden in dieser Straße Koordinaten in allen Ebenen gefunden, führen wir eine Anpassung einer Geraden an diese Koordinaten durch und berechnen die Kovarianzmatrix und das χ^2 . Wegen der Vielfachstreuung und der nicht normalverteilten Form der Koordinatenresiduen (Abb. 3.11) gibt es einen relativ großen Anteil von Spuren mit hohem χ^2 . Um eine hohe Rekonstruktionswahrscheinlichkeit zu erhalten, weisen wir in dieser Phase nur die Spurkandidaten zurück, deren χ^2 größer als 70 ist.

Wir verlangen, daß diese Spur in die Umgebung der Wechselwirkungszone zeigt, damit die Zahl der möglichen Fehlkombinationen von Koordinaten begrenzt wird. Sie muß einen Zylinder von 60 mm Länge (beginnend mit dem Targetanfang) und 3 mm

* χ^2 ist die Summe der auf die Fehler normalisierten quadratischen Abweichungen der Koordinaten von der angepassten Geraden.

Durchmesser mit der Strahlspur als Achse berühren oder durchqueren. Wie in Kapitel 8 anhand der K_S^0 -Zerfälle gezeigt wird, ist dadurch die Akzeptanz für Zerfälle, die vor der ersten VMSSD-Ebene stattfinden, nicht eingeschränkt.

Wenn für einen Satz von Führungspunkten und Koordinaten in den Hauptebenen mehrere akzeptable Koordinatenkombinationen in der Straße gefunden werden, wählen wir diejenige aus, zu deren Bestimmung die Koordinaten mit den kleineren Meßfehlern verwendet wurden. Bei gleichen Meßfehlern wählen wir diejenige, deren χ^2 am kleinsten ist. Diese Wahl ist nur vorläufig. Im Verlauf der Vertexrekonstruktion kann sie noch korrigiert werden, wenn Spuren dadurch mit schon etablierten Vertices verträglich werden.

Für einen akzeptierten Spurkandidaten wird dann eine globale Anpassung aller im Spektrometer gemessenen Spursegmente an eine Teilchenbahn vorgenommen, der Impuls neu berechnet und mit einem χ^2 -Test auf Konsistenz getestet. Bei akzeptierten Spuren werden die benutzten Führungspunkte und Koordinaten markiert, damit sie nicht erneut verwendet werden.

Die Anzahl der verlangten Koordinaten pro Spur wird stufenweise von sechs auf drei reduziert; dabei verlangen wir jedoch stets, daß eine Koordinate vorhanden sein muß, wenn eine Spur durch die empfindliche Fläche eines Detektors geht. Dies ist sehr wichtig, um falsche Kombinationen von Koordinaten zu vermindern, und wird durch die sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren ermöglicht. Nicht gefunden werden mit dieser Methode Spuren aus Zerfällen, Konversionen und Sekundärwechselwirkungen hinter der ersten VMSSD-Ebene. Deren Rekonstruktion wäre sehr schwierig und ist für die Untersuchung in dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung. Spuren, die das Target unter großen Winkeln (> 150 mrad) verlassen, werden nur noch mit geringer Wahrscheinlichkeit vom Vertexteleskop erfaßt. Es handelt sich dabei meistens um Teilchen mit niedrigem Impuls (< 3 GeV/c).

6.2 Vertexrekonstruktion

Die Vertexrekonstruktion soll Erzeugungs- und Zerfallsvertices bestimmen und die Spuren den jeweiligen Vertices zuordnen. Dabei sollen Ereignisse, bei denen alle Spuren aus einem Vertex kommen, möglichst frühzeitig erkannt werden. Außerdem wird der Erzeugungsvertex als Hilfspunkt bei der Spursuche verwendet.

Diese Aufgabe wird in drei Stufen durchgeführt.

- Nach der Spursuche mit Driftkammerführung (Abschnitt 6.1.3) wird ein vorläufiger Hilfsvertex bestimmt. Von diesem Hilfsvertex aus werden bis dahin noch nicht gefundene Driftkammerspuren gesucht (Abschnitt 6.2.3).
- Für alle Raumpuren wird der gemeinsame Vertex und das χ^2 berechnet. Ereignisse, die mit der Hypothese eines einzigen Vertex verträglich sind, werden

verworfen.

- Für die als Zerfallsprodukte möglichen Spurkombinationen wird der hypothetische Zerfallsvertex berechnet. Aus den übrigen Spuren wird ein Kandidat für den Erzeugungsververtex und eventuell für einen zweiten Zerfallsvertex bestimmt. Hierbei werden etliche Bedingungen geprüft, um falsche Kombinationen zu unterdrücken (Kapitel 7).

Ich beschreibe zunächst kurz die Algorithmen, mit denen der Vertex für bestimmte Spuren berechnet wird und mit denen aus einer Gruppe von Spuren diejenigen ausgewählt werden, die wahrscheinlich aus einem Vertex stammen.

6.2.1 VERTEXANPASSUNG

Für eine bestimmte Gruppe von n Spuren wird ihr gemeinsamer Ausgangspunkt (Vertex) mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Dazu definieren wir χ^2 als Funktion der Abstände der Spuren zum Vertex und ihrer aus der Spurrekonstruktion berechneten Kovarianzen. Wegen der kleinen Winkel, die die Spuren mit der z -Achse (in Strahlrichtung) bilden, kann der kürzeste Abstand zwischen den Spuren und dem Vertex durch den Abstand in der $x-y$ -Ebene angenähert werden:

$$\chi^2(x_v, y_v, z_v) = \sum_{i=1}^n (\Delta x_i, \Delta y_i) \begin{pmatrix} V^{xx} & V^{xy} \\ V^{yx} & V^{yy} \end{pmatrix}_i^{-1} \begin{pmatrix} \Delta x_i \\ \Delta y_i \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

mit

$$\Delta x_i = x_i(z_v) - x_v \quad \text{und} \quad \Delta y_i = y_i(z_v) - y_v$$

Hier sind x_v, y_v, z_v die Koordinaten des Vertex, $x_i(z_v)$ und $y_i(z_v)$ die Koordinaten der Spuren i an der Stelle z_v , die durch die Geradengleichungen

$$\begin{aligned} x_i(z) &= x_i^0 + x_i' z \\ y_i(z) &= y_i^0 + y_i' z \end{aligned}$$

beschrieben werden. $V_i^{kl}(z)$ mit $k, l = x, y$ ist die Kovarianzmatrix der Spuren am Ort z . Sie wird aus den Kovarianzen der Achsenabschnitte x_i^0, y_i^0 und der Steigungen x_i', y_i' berechnet. Zu den Diagonalelementen V_i^{xx} und V_i^{yy} wird ein Beitrag addiert, der umgekehrt proportional zum Quadrat des Impulses ist und den Einfluß der Vielfachstreuung der Spur im Vertexteleskop berücksichtigt.

Um aus der Minimumbedingung

$$\partial \chi^2 / \partial x_v = \partial \chi^2 / \partial y_v = \partial \chi^2 / \partial z_v = 0$$

in (6.1) ein lineares Gleichungssystem zu erhalten, machen wir von der Tatsache Gebrauch, daß sich die Varianzen V^{kl} nur langsam mit z verändern. Wir ersetzen daher

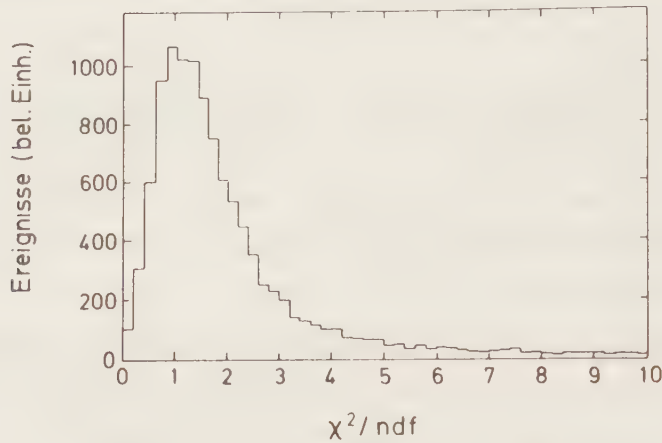


Abb. 6.3 χ^2/ndf der Vertices aller Spuren

in (6.1) die $V^{kl}(z_v)$ durch $V^{kl}(z_0)$ an einer festen Stelle z_0 , die in der Nähe des Vertex z_v liegt. Falls alle n Spuren aus einem Vertex kommen, ist χ^2_{min} (im folgenden einfach χ^2 genannt) nach einer χ^2 -Funktion [37] für $2n - 3$ Freiheitsgrade (ndf) verteilt.

Abb. 6.3 zeigt die Verteilung der χ^2/ndf für die Vertices aller Spuren bei Ereignissen, die nach der Auswahl von einzelnen Elektronen akzeptiert werden. Die mittlere Anzahl der geladenen Spuren ist 10, die mittlere Anzahl der Freiheitsgrade also 17, so daß χ^2/ndf ungefähr eine Normalverteilung mit Mittelwert und Schwankung 1 sein sollte. Dies ist im unteren Teil der Verteilung erfüllt, doch gibt es eine große Anzahl von Ereignissen, mit sehr großem χ^2 . Es handelt sich dabei größtenteils um Rekonstruktionsfehler einer oder mehrerer Spuren und um Ereignisse, die tatsächlich nicht mit der Hypothese eines einzigen Vertex verträglich sind, wie Sekundärwechselwirkungen und Zerfälle von Seltsamen oder Charm-Teilchen. Das χ^2 der Vertexanpassung kann somit als Test für die Verträglichkeit der Hypothese, daß die Spuren aus einem Vertex kommen, verwendet werden.

6.2.2 VORLÄUFIGER WECHSELWIRKUNGSVERTEX

Für alle Spuren, die mit der Führung durch die Driftkammerspuren in den Siliziumstreifendetektoren gefunden wurden, werden die Varianzmatrizen an der z -Position der Targetmitte z_T berechnet und dann eine Vertexanpassung nach (6.1) durchgeführt. Ist das χ^2 des so bestimmten Vertex kleiner als das χ^2 für 10^{-2} CL bei der entsprechenden Anzahl von Freiheitsgraden, so wird dieser Vertex als der Wechselwirkungsvertex betrachtet.

Diese Methode ist keine gute Schätzung des Vertex, wenn eine oder mehrere Spuren wegen Fehlern in der Spurrekonstruktion oder aus anderen Gründen nicht zum Erzeugungsvertex zeigen. Dieser Fall äußert sich in einem großen χ^2 der Vertexanpassung. Um eine gute Schätzung des Wechselwirkungsvertex zu erhalten, wird nacheinander jede Spur aus dem Gesamtsatz der Spuren ausgelassen und für den so reduzierten Satz von Spuren die Vertexanpassung erneut durchgeführt. Die Spur, bei deren Auslassen das kleinste χ^2 erreicht wird, wird als nicht zum Vertex gehörig behandelt.

Dieses Verfahren wird so oft wiederholt, bis das χ^2 des Vertex kleiner ist als das χ^2 für $10^{-2} CL$ bei der entsprechenden Anzahl von Freiheitsgraden. Der so bestimmte Vertex wird vorläufig als Wechselwirkungspunkt betrachtet. Für die weiteren Berechnungen wird die Fehlermatrix der Spuren an der z-Position dieses Wechselwirkungsverteces bestimmt.

6.2.3 SPURSUCHE MIT FÜHRUNG DURCH DRIFTKAMMERSPUREN UND VERTEX

Um Spuren zu finden, die bisher nicht im Vertexteleskop gefunden wurden, weil ihre Koordinate schon für andere (möglicherweise falsche) Spuren verwendet worden sind, suchen wir in einer breiten Straße zwischen dem Vertex und den noch nicht abgedeckten Führungspunkten nach Treffern in den Detektoren. Dabei wird auch die doppelte Verwendung von Koordinaten zugelassen.

6.2.4 BEHEBUNG VON REKONSTRUKTIONSFEBLERN

Rekonstruktionsfehler, die durch falsche Kombination von Koordinaten entstehen, äußern sich häufig dadurch, daß die falsch rekonstruierte Spur in einer der beiden Projektionen einen großen Abstand zum Vertex hat, während sie in der anderen Projektion zum Vertex zeigt. In diesen Fällen, d.h., wenn der Abstand einer Spur in einer Projektion kleiner als zwei und in der anderen größer als vier Standardabweichungen ist, suchen wir mit Hilfe des Vertex und des Driftkammerführungspunktes, wie im vorigen Absatz beschrieben, nach einer alternativen Lösung. In 85% der Fälle wird eine solche Lösung gefunden.

6.3 Erkennung von Elektron-Paaren mit den Siliziumdetektoren

Die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und die Signalhöheninformation der Siliziumstreifendetektoren ermöglichen, bislang noch nicht erkannte e^+e^- -Paare auf zwei Arten zu identifizieren.

1. Durch die Forderung, daß die Spur des Triggerelektrons in allen Ebenen, deren empfindliche Fläche es durchquert, gesehen wird. Nur 56 % der soweit schon gefilterten Ereignisse erfüllen diese Bedingung. Bei den übrigen Ereignissen konvertiert ein Photon in einer der Siliziumdetektorebenen oder in dahinter folgendem Material. Abb. 6.4 zeigt eine Rechnerdarstellung eines derartigen, rekonstruierten Ereignisses.
2. Durch Messung der Signalhöhe in der Umgebung der Triggerelektronspur. Ein Teil der Konversionen im Target oder in der ersten VMSD-Ebene kann durch Nachweis des niederenergetischen Konversionspartners erkannt werden. Wegen des kleinen Winkels zwischen dem e^+e^- -Paar werden die beiden Spuren häufig nicht aufgelöst und erzeugen daher Cluster mit Signalhöhen, die zwei Teilchen entsprechen.

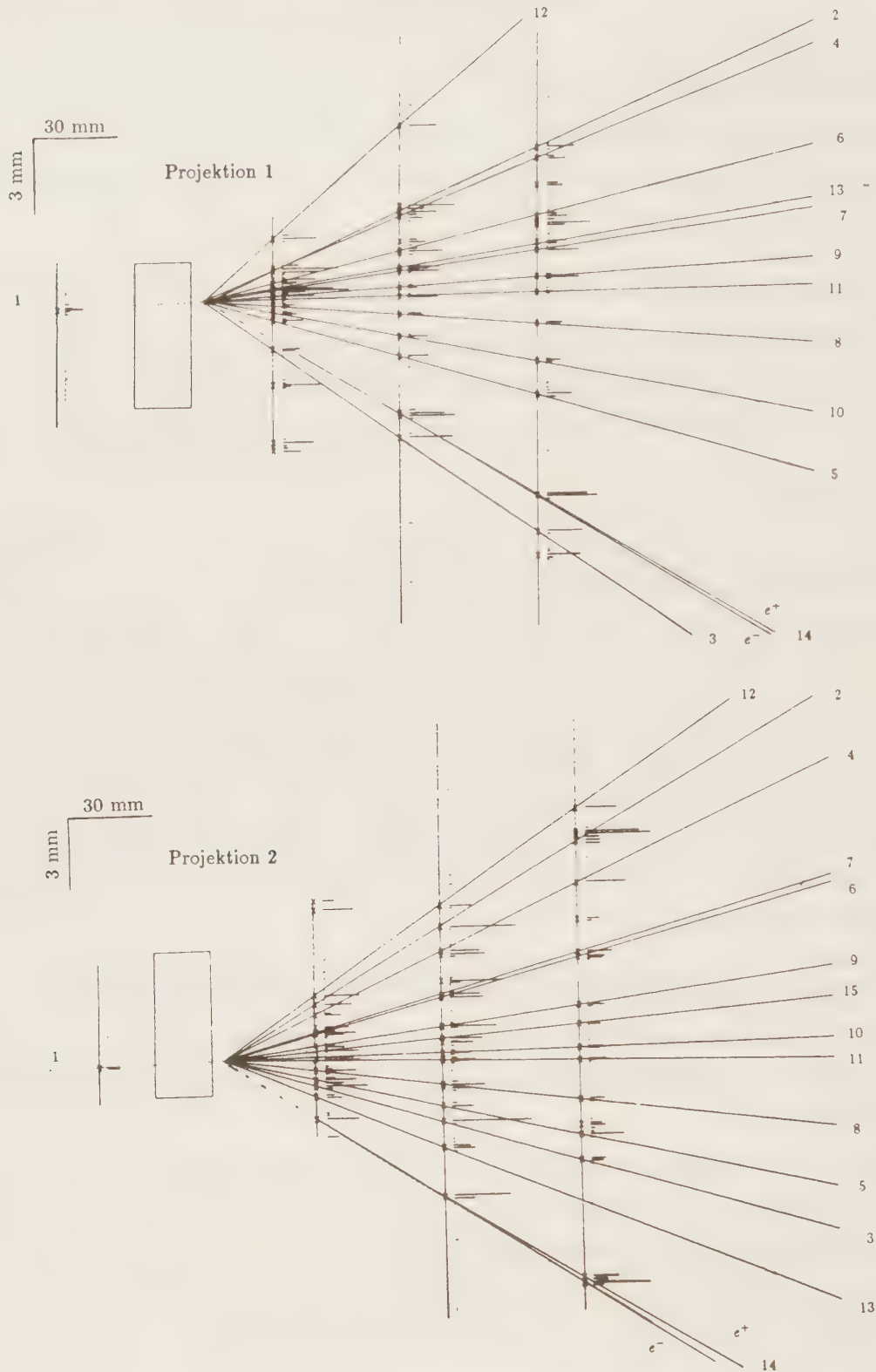


Abb. 6.4 Rechnerdarstellung einer Photonkonversion in den Siliziumdetektoren

Das obere Bild zeigt Projektion 1 mit den Ebenen 1,3,5, das untere Projektion 2 mit den Ebenen 2,4,6. Die horizontalen Striche sind in ihrer Länge proportional zu den in den jeweiligen Auslestestreifen gemessenen Signalthöhen. Die Kreuze stellen die berechneten Koordinaten dar. In Ebene 1 fehlt das Signal in der Verlängerung der Spur 14. Außerdem erkennt man, daß die Signalthöhe der Cluster um Spur 14 deutlich größer ist, als die der übrigen Spuren. In Ebene 6 ist das entsprechende Cluster sogar schon geteilt. Die Spur des niederenergetischen Konversionspartners wird in den Siliziumdetektorebenen merklich gestreut.

Sehr niederenergetische Konversionspartner können jedoch durch Coulombstreuung im Target und in den Siliziumdetektoren so stark abgelenkt werden, daß die Cluster getrennt werden (auch in Abb. 6.4 sichtbar).

Der Algorithmus stellt beide Phänomene in Rechnung und summiert die Signalthöhen in den Clustern, die vom Triggerelektron und seinem möglichen Partner erzeugt werden können, über alle Ebenen auf. Ereignisse, bei denen die Signalthöhe in jeder Ebene größer als 1,4 MI und deren Mittelwert aus allen Ebenen größer als 1,8 MI ist, werden als wahrscheinliche Konversionen zurückgewiesen. Von den Ereignissen, die in im vorangegangenen Test Nr. 1 akzeptiert wurden, werden noch 28 % aus diesen Gründen verworfen.

6.4 Zusammenfassung

Die Verteilung der Impaktparameter (Abb. 3.15) und die Meßgenauigkeit der Vertexposition von $130\text{ }\mu\text{m}$ (Abschnitt 3.6) zeigt die für elektronische Detektoren bisher unerreichte Meßgenauigkeit unseres Detektorsystems.

Wegen der großen Anzahl elektronischer Kanäle konnten nur zwei Projektionen mit je drei Ebenen für das Vertexteleskop ausgerüstet werden. Die Redundanz des Detektorsystems ist daher gering. Zufällige Kombinationen von Koordinaten zu Phantomspuren sind die Folge. Das Überlappen von Clustern, die durch in einer Projektion dicht benachbarte Spuren hervorgerufen werden, führt zu Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung der Koordinaten zu den Spurkandidaten.

Die dadurch hervorgerufenen Rekonstruktionsfehler führen zu einem großen Anteil an Ereignissen, die nicht mit einem Vertex kompatibel sind (Abb. 6.3). Diese stellen einen bedeutenden Untergrund bei der Suche nach Ereignissen mit Charm-Teilchen-Zerfällen dar.

Um bei diesen Randbedingungen die Information der Siliziumdetektoren möglichst gut auszunutzen und den Untergrund für Charm-Zerfälle zu reduzieren, mußte ein aufwendiges, iteratives Rekonstruktionsprogramm entwickelt werden. Dabei ist die 100-prozentige Nachweiswahrscheinlichkeit von großem Vorteil. Bei der Analyse der Rekonstruktionsprobleme ist eine graphische Darstellung der Detektorinformation und der rekonstruierten Spuren sehr wichtig (Abb. 6.4).

Im folgenden Kapitel wird gezeigt, daß durch das sukzessive Beheben von Rekonstruktionsfehlern und Eliminieren von Mehrdeutigkeiten eine fast untergrundfreie Menge von Charm-Teilchen-Zerfällen isoliert werden kann.

7. Auswahl der Charm-Zerfälle

Wegen der Vielzahl der möglichen Endzustände von D-Mesonen, sind die Verzweungsverhältnisse in exklusive Kanäle klein (einige Prozent). Am ehesten zugänglich sind die Cabibbo-bevorzugten Endzustände mit nur geladenen Teilchen, $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf diese drei Zerfallskanäle. Ergebnisse über Zerfälle von D- und F-Mesonen in $K^-K^+\pi^+$ sind bereits veröffentlicht [54].

Das Problem der Bestimmung des Erzeugungsververtex und der Zerfallsvertices von Charm-Teilchen und die Zuordnung der entsprechenden Spuren läßt sich in mehrere Schritte gliedern.

1. Auswahl von Spuren, die aufgrund ihrer Teilchenidentität und Ladung als Zerfallsprodukte von Charm-Teilchen in Frage kommen.
2. Test, ob diese Spuren von einem gemeinsamen Vertex stammen können.
3. Auswahl von Teilchen, die aus dem Erzeugungsververtex stammen können.
4. Test, ob deren Spuren von einem gemeinsamen Vertex stammen können.
5. Falls der vorangegangene Test negativ ist, Reduktion der Anzahl der Spuren zur Bestimmung des Erzeugungsververtex und Wiederholung des Tests Nr. 4 bis der Test positiv ausfällt oder nicht mehr genügend Spuren vorhanden sind.
6. Falls im Test Nr. 4 Spuren fortgelassen werden, Test ob diese Spuren einen dritten Vertex bilden.
7. Signifikanztests; hier muß geprüft werden, ob das vorliegende Ereignis sich von den möglichen Untergundereignissen genügend stark unterscheidet. Dazu gehören vor allem ein deutlicher Abstand zwischen Erzeugungs- und Zerfallsvertex, und die eindeutige Zuordbarkeit der Teilchenspuren zu den jeweiligen Vertices.

Da die detaillierten Tests sehr viel Rechenzeit verbrauchen (für jede mögliche Kombination von Zerfallsspuren wird ein Primärvertexkandidat berechnet), wird zunächst geprüft, ob das Ereignis nicht mit einem einzigen Vertex kompatibel ist. Dazu wird das χ^2/ndf des Vertex aller Spuren berechnet (Abschnitt 6.2.1, Abb. 6.3) und Ereignisse zurückgewiesen, deren χ^2/ndf kleiner ist als 3. Dadurch werden 68% der Ereignisse verworfen.

7.1 Auswahl der Sekundärvertexkandidaten

Zunächst werden aus allen mit den Siliziumstreifendetektoren rekonstruierten Teilchen die $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ Kombinationen gebildet. Hierbei müssen die geladenen K-Mesonen, wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, identifiziert sein. Jedes geladene Teilchen, das nicht als Kaon, Proton oder Elektron identifiziert wurde, wird

als Pion betrachtet. Um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten, werden nur diejenigen Kombinationen betrachtet, deren invariante Masse zwischen $1,75 \text{ GeV}/c^2$ und $2,00 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Die Masse der D-Mesonen liegt mit $1,87 \text{ GeV}/c^2$ in der Mitte dieses Fensters. Abb. 7.1 zeigt die Verteilung der invarianten Massen vor den folgenden Auswahlkriterien.

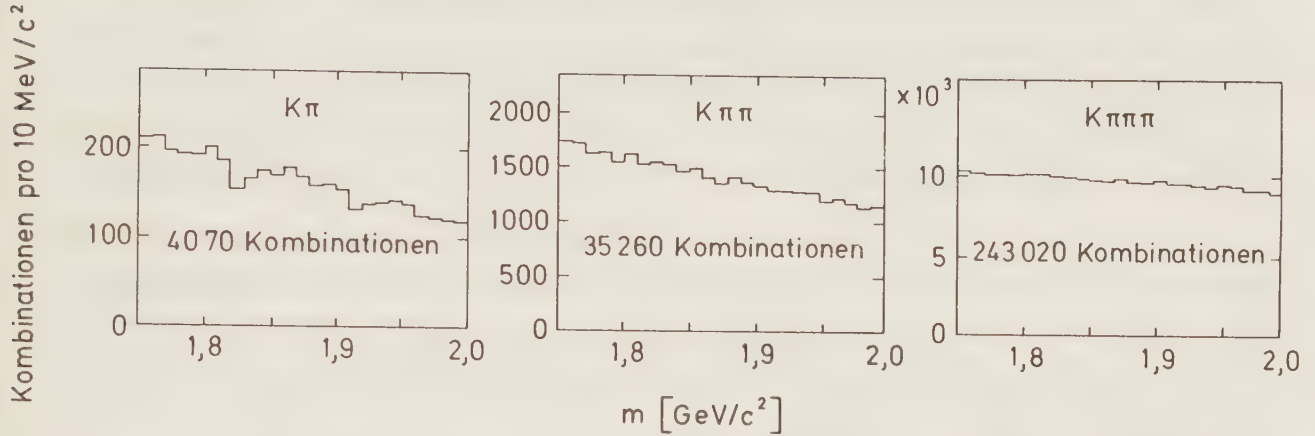


Abb. 7.1 Verteilung der invarianten Massen der $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ -Kombinationen vor den Auswahlkriterien.

Von jeder solchen Kombination von Spuren wird der gemeinsame Vertex und das χ^2 berechnet. Dieser Vertex wird akzeptiert, wenn das Vertex- χ^2 kleiner ist als das χ^2 für ein Konfidenzniveau (CL) von 1% (10% für die $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ -Kombinationen, um den höheren kombinatorischen Untergrund stärker zu reduzieren).

Um auch Fälle, in denen eine der potentiellen Zerfallsspuren durch eine Mehrdeutigkeit in der Spurrekonstruktion nicht korrekt gefunden wurde und daher das Vertex- χ^2 zu groß werden läßt, noch zu akzeptieren, wird, wenn das χ^2 über der o.a. Schwelle liegt, nacheinander jede der Zerfallsspurkandidaten aus dem Vertex herausgenommen und das χ^2 erneut berechnet. Wenn das so bestimmte kleinste χ^2 unterhalb der erwähnten Schwellen liegt, wird die ausgelassene Spur von diesem Hilfsvertex und ihrem Driftkammerführungspunkt neu gesucht. Führt diese Suche zu einer neuen Spur, so wird der Sekundärvertexkandidat erneut berechnet. Wenn das χ^2 nun unter der Schwelle liegt, wird dieser Vertex akzeptiert, anderenfalls endgültig verworfen.

7.2 Auswahl der Primärvertexkandidaten

In einem Ereignis, das die Produktion und den Zerfall von zwei Charm-Teilchen enthält, ist es schwierig, den Produktionsvertex und die Zerfallsvertices eindeutig zu bestimmen. Es gibt nur wenige Kriterien, die benutzt werden können, um eine Zuordnung der Spuren zu treffen.

In dem hier beschriebenen Experiment konzentrieren wir uns auf Ereignisse, in denen eines der Charm-Teilchen hadronisch in nur geladene Teilchen, das andere semi-leptonisch in Elektron, Neutrino und andere Teilchen zerfällt. Daraus folgt für die

Bestimmung des Primärvertex, daß das Triggerelektron und die Spuren aus dem hadronischen Sekundärvertexkandidaten nicht verwendet werden. Dagegen muß die Spur des Strahlteilchens im Primärvertex enthalten sein. Außerdem muß der Impulsvektor des hadronisch zerfallenden Charm-Teilchens zum Primärvertex zeigen.

Wir verwenden daher den Impulsvektor des Zerfallskandidaten wie eine Spur. Aus allen anderen Spuren, außer dem Triggerelektron und den Spuren aus dem Zerfallsvertexkandidaten, bilden wir den Primärvertex als den Vertex mit der größten Anzahl von Spuren, der die Strahlspur und den Impulsvektor des zerfallenden Teilchens enthält und dessen χ^2 kleiner ist als das χ^2 für 10^{-2} CL (wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben).

Nach dem zweiten (dem semileptonischen) Zerfallsvertex wird nur gesucht, wenn außer dem Triggerelektron und den Spuren aus dem hadronischen Zerfallsvertexkandidaten nicht alle Spuren mit dem Primärvertexkandidaten verträglich sind. Ist das der Fall, wird mit dem gleichen Algorithmus ein Vertex unter diesen Spuren gesucht, in dem die Triggerelektronspur enthalten sein muß.

Sind dann noch Spuren in keinem der drei (oder zwei, falls kein leptonischer Vertex gefunden wurde) Vertices verwendet, so wird getestet, ob diese Spuren durch eine Suche vom Primärvertex oder vom leptonischen Vertex aus eine alternative Lösung haben (siehe Abschnitt 6.2.4). Wenn dies so ist, wird die alte Spur durch die neue ersetzt. Wenn keine alternative Lösung gefunden wird, wird geprüft, ob diese Spur Koordinaten benutzt, die von anderen Spuren schon benutzt werden. In diesem Fall wird sie als Phantomspur betrachtet und wieder gelöscht.

7.3 Signifikanz-Forderungen

Da auch nach der Selektion von Einzelelektronen die meisten Ereignisse keine Charm-Teilchen enthalten, die Verzweungsverhältnisse in exklusive Kanäle klein sind und der kombinatorische Untergrund groß ist, ist es erforderlich, eine deutliche Trennung des Produktions- und Zerfallsvertex zu verlangen. Wir berechnen dazu die Ortsauflösung der Primär- und Sekundärvertexpositionen und ihrer Differenz und verlangen, daß der Abstand der Vertices in Strahlrichtung größer ist als 3 Standardabweichungen (σ). Abb. 7.2 gibt die Verteilung der Fehler der Vertexabstände für die drei untersuchten Zerfallstopologien an.

Die Forderung des Vertexabstands von 3σ reicht zwar die Ereignisse mit Charm-Zerfällen an, gibt aber noch nicht genügend Unterdrückung gegen den kombinatorischen Untergrund. Dieser besteht häufig aus Kombinationen von Spuren aus einem Charm-Zerfall mit Spuren aus dem Produktionsvertex.

Wir verlangen daher, daß der Impaktparameter aller Zerfallsspuren zum Primärvertex mindestens 1σ beträgt und daß der Impaktparameter zweier Zerfallsspuren mindestens 3σ beträgt. Dies führt zwar zu einer Beschränkung in der Akzeptanz bezüglich der Zerfallswinkel, reduziert aber den kombinatorischen Untergrund erheblich.

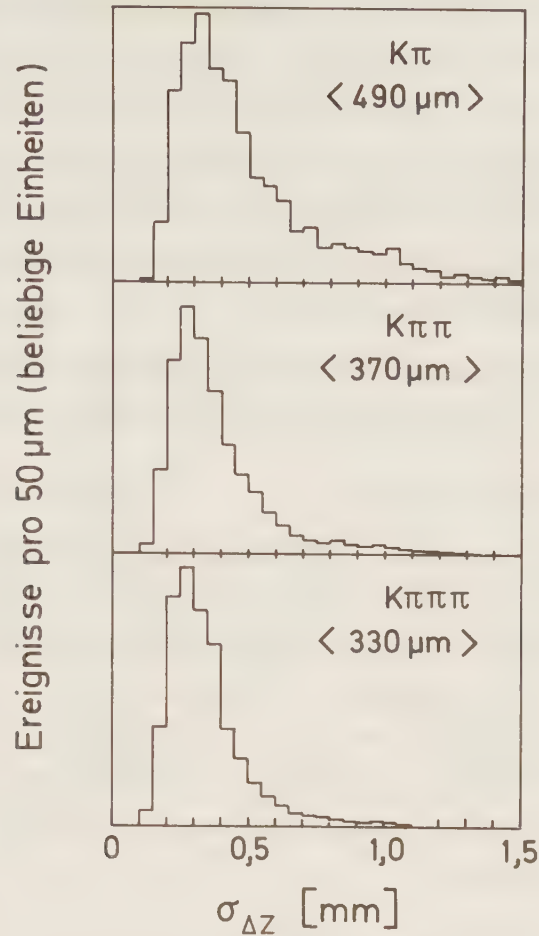


Abb. 7.2 Verteilung der Meßfehler an der Differenz
Produktionsvertex – Zerfallsvertex

Nach diesen Kriterien bleiben noch vier Kategorien von Untergrund bedeutsam.

1. Falsch gewählter Primärvertex, der nur durch wenige Spuren bestimmt wird, die wegen überlappender Cluster schlechte Ortsauflösung haben oder vieldeutig sind.
2. Spuren von Charm-Zerfällen, die mit fehlrekonstruierten Spuren zu einem Zerfallsvertex kombiniert werden.
3. Kombinationen von Spuren aus verschiedenen Zerfallsvertices zu einem Vertex.
4. Sekundärwechselwirkungen.

Um den erstgenannten Untergrund zu reduzieren, verlangen wir, daß der Primärvertex außer durch die Strahlspur und den Impulsvektor des Charm-Teilchens noch durch mindestens zwei gut vermessene Spurprojektionen bestimmt wird. Dazu definieren wir "gut vermessen" durch eine berechnete Auflösung am Vertex von weniger als 30 μm . Dadurch werden Spuren ausgeschlossen, die wegen der schwierigen Koordinatenbestimmung in breiten Clustern vieldeutig sind.

Der zweite Untergrund kann auf die gleiche Art reduziert werden; wir verlangen, daß unter den Zerfallsspuren höchstens eine Projektion mit einer Auflösung schlechter als $30\ \mu\text{m}$ ist.

Untergrund 3 und 1 äußern sich sich oft dadurch, daß Spuren übrigbleiben, die keinem der Vertices zugeordnet werden können. Wir verlangen daher, daß alle Spuren, die weder zum hadronischen Zerfallsvertex noch zum Primärvertex gehören, mit dem Triggerelektron einen Vertex bilden müssen.*

Durch diese Forderung werden auch Sekundärwechselwirkungen verworfen, bei denen zusätzliche Spuren zum hadronischen Zerfallsvertexkandidaten zeigen.

7.4 Spursuche mit Vertex-Führung

Um auch Spuren zu finden, die wegen ihres niedrigen Impulses nicht die Akzeptanz des Spektrometers fallen, suchen wir nach noch nicht verwendeten Treffern auf der Verbindungslinie zwischen Primär- oder Sekundärvertices und noch nicht verwendeten Koordinaten in den Hauptebenen. Die Spuren können im allgemeinen nicht im Raum rekonstruiert werden, sondern werden nur als Spurprojektionen behandelt. Ereignisse, in denen zwei oder mehr Spurprojektionen mit dem hadronischen Sekundärvertex und nicht mit dem Primärvertex kompatibel sind, werden als wahrscheinliche Sekundärwechselwirkung verworfen.

7.5 Zusammenfassung der Auswahlkriterien

Hier werden die Auswahlkriterien noch einmal zusammengefaßt.

1. Charmanreicherung ohne Siliziumdetektoren.
 - (a) Verfeinerung der Triggerelektronidentifizierung.
 - (b) Verbesserung der Paarerkennung.
 - (c) Teilchenidentifizierung und Auswahl von Ereignissen mit geladenen K-Mesonen.
2. Charmanreicherung mit den Siliziumdetektoren.
 - (a) Paarerkennung mit den Siliziumdetektoren.
 - (b) Test, ob χ^2/ndf des gemeinsamen Vertex aller Spuren größer als 3 ist.
 - (c) Test, ob die fragliche $K n(\pi)$ -Kombination mit einem Vertex verträglich ist ($CL > 1\ \%$ bzw. $10\ \%$ für $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$) und nicht mehr als eine schlecht gemessene Spurprojektion enthält.

* Dabei nehmen wir allerdings Spuren aus, die wegen breiter Cluster nicht eindeutig festgelegt sind oder wegen der geringer Anzahl von getroffenen Ebenen unterbestimmt sind und eine Ortsauflösung von mehr als $50\ \mu\text{m}$ haben.

- (d) Suche nach dem Primärvertex mit mindestens 2 gut gemessenen Spurprojektionen.
- (e) Abstand Sekundärvertex – Primärvertex $\Delta z > 3\sigma_{\Delta z}$.
- (f) Der Impaktparameter zum Primärvertex aller Zerfallsspuren muß größer als 1σ und der von zwei Zerfallsspuren muß größer als 3σ sein.
- (g) Spuren, die weder im Primärvertex noch im hadronischen Sekundärvertex verwendet werden, müssen einen Vertex mit der Elektronspur bilden.
- (h) Zusätzliche Spuren, die nicht zum Primärvertex zeigen, dürfen nicht mit dem Sekundärvertex kompatibel sein.

7.6 Ergebnis der Ereignisauswahl

Von den 4,3 Mio. aufgezeichneten Ereignissen erfüllen 96 alle vorgenannten Auswahlkriterien. Abb. 7.3 zeigt aus jedem der drei Zerfallskanäle eine Rechnerdarstellung eines rekonstruierten Ereignisses. Tab. 7.1 faßt die Datenreduktion zusammen.

Kriterium		Ereignisse		
	Trigger	4,3·10 ⁶		
1(a,b)	Einzelektron	765.000		
1(c)	K-Kandidat	336.000		
2(a)	MSD-Paarerkennung	112.000		
2(b)	$\chi^2/ndf > 3$	35.800		
		Kombinationen		
		$K^-\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	Masse 1,75...2,00 GeV/c ²	4.070	35.260	243.020
2(c,d)	Prim.+Sek.Vtx. χ^2	2.460	13.660	42.940
2(e)	$\Delta z > 3\sigma_{\Delta z}$	98	497	807
2(f)	Impaktparameter	17	106	140
2(g,h)	keine übr. Spuren	10	52	34
	gleiche e-K Polarität	9	44	28

Tab. 7.1 Übersicht über die Datenreduktion

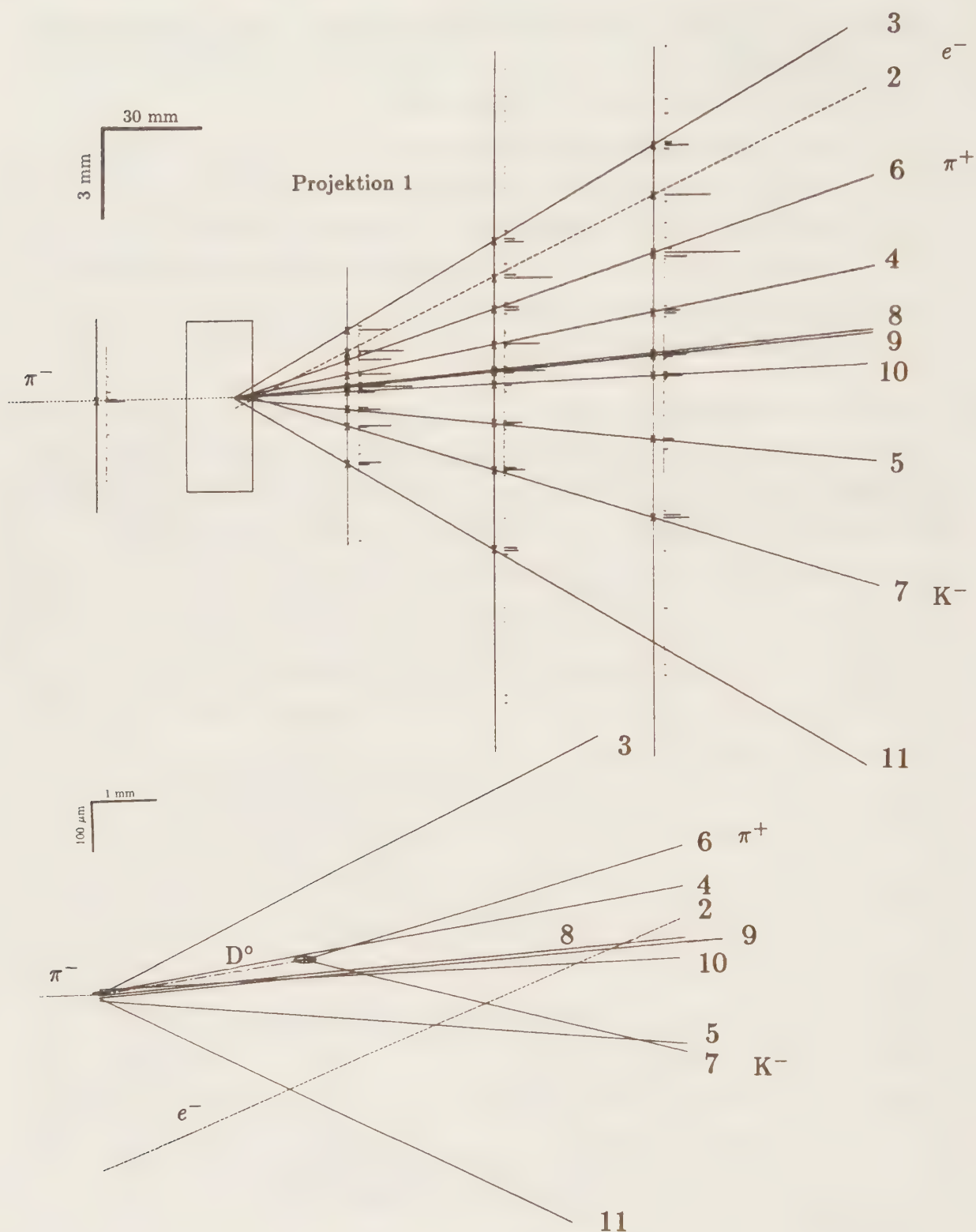


Abb. 7.3a Rechnerdarstellung des Zerfalls eines $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Das untere Bild zeigt eine Ausschnittvergrößerung der Vertexregion. Das Triggerelektron (2) hat einen Impaktparameter von $370 \mu m$ zum Primärvertex. Die gemessene Flugstrecke des D^0 ist $3,2 \pm 0,2$ mm und seine Lebensdauer $(5,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$ s.

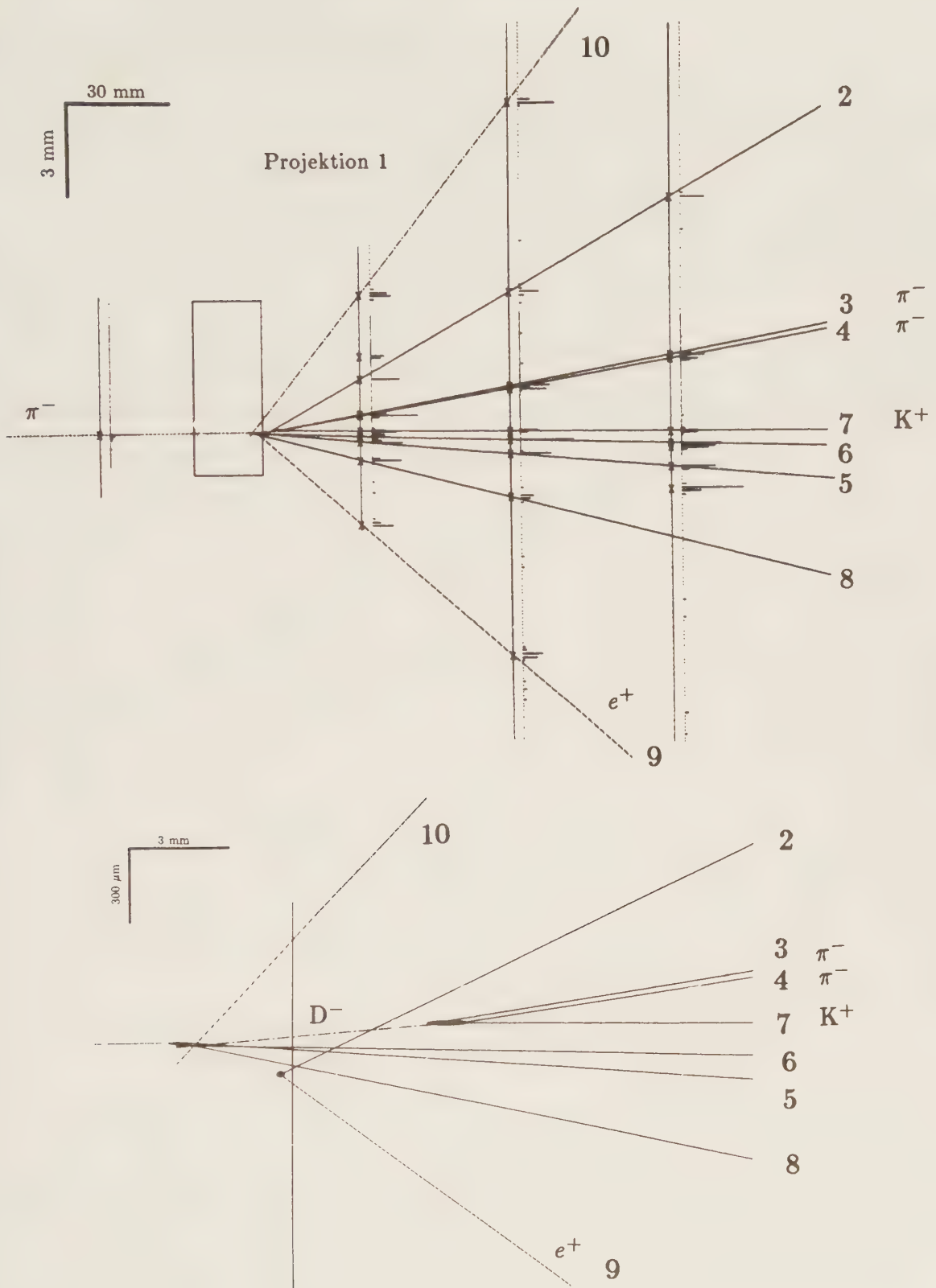


Abb. 7.3b Rechnerdarstellung des Zerfalls eines $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$.

Das untere Bild zeigt eine Ausschnittvergrößerung der Vertexregion. In diesem Ereignis läßt sich auch der leptonische Zerfallsvertex identifizieren. Die Spur 10 ist nicht in den Driftkammern vermessen worden; sie gehört vermutlich zu einem niederenergetischen Teilchen. Die gemessene Flugstrecke des D^- ist $8,1 \pm 0,6$ mm und seine Lebensdauer ist $(4,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$ s.

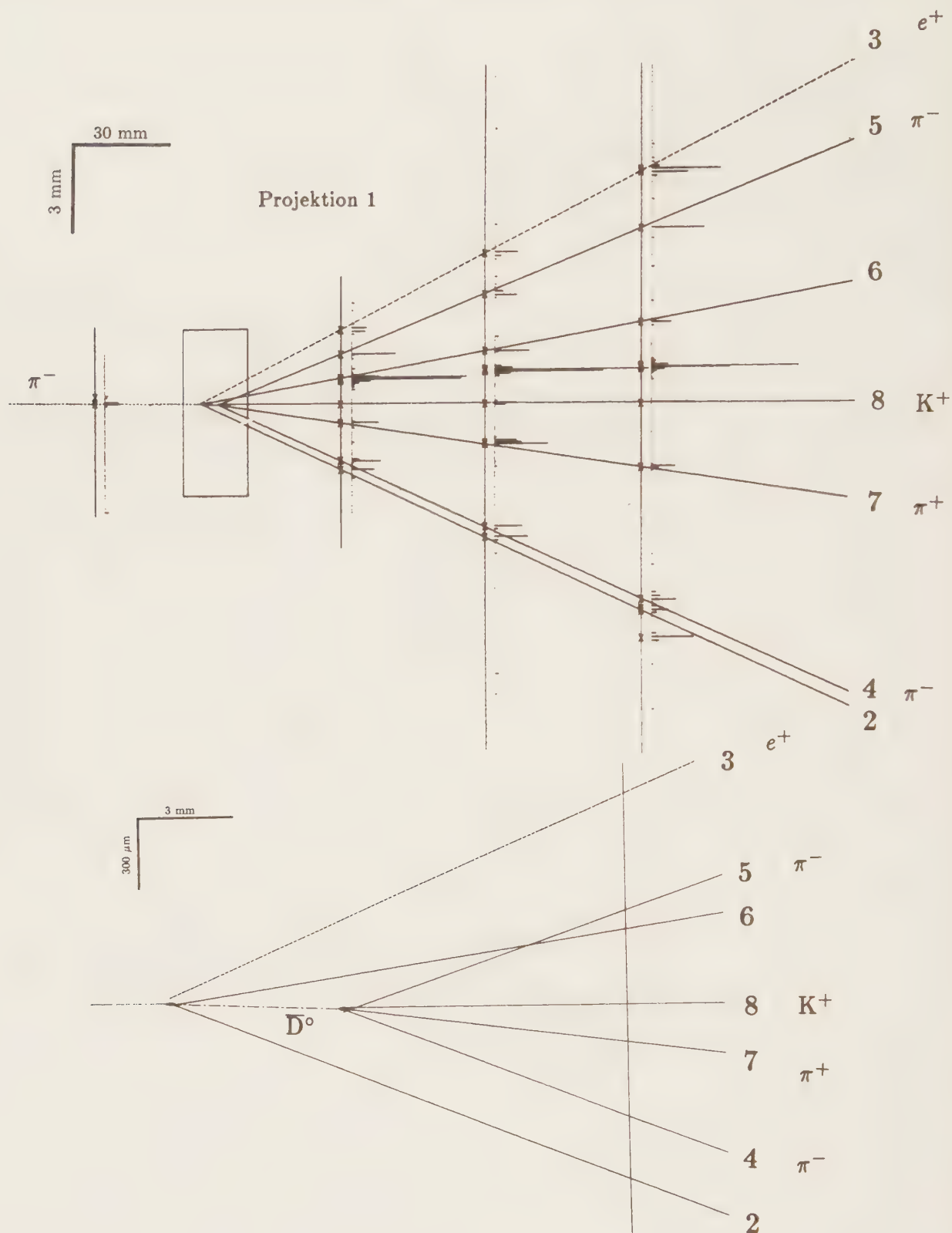


Abb. 7.3c Rechnerdarstellung des Zerfalls eines $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$.

Das untere Bild zeigt eine Ausschnittvergrößerung der Vertexregion. Die gemessene Flugstrecke des $\bar{D}^0$ ist $5,5 \pm 0,2$ mm und seine Lebensdauer $(5,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$ s. Die großen Signalthöhen in der Mitte des oberen Bildes wurden vermutlich von einem stark ionisierenden Targetkernfragment erzeugt.

7.6.1 VERTEILUNG DER INVARIANTEN MASEN

Abb. 7.4 zeigt die Verteilungen der invarianten Massen der $K^-\pi^+$ -, $K^-\pi^+\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ -Kombinationen getrennt für die Fälle, in denen die Polarität des Triggerlektrons und des K-Mesons gleich und ungleich sind.

Wie aus Abb. 1.2 hervorgeht, koppelt ein c -Quark an e^+ und ein $\bar{c}$ -Quark an ein $\bar{s}$ -Quark an. Das heißt, daß bei assoziierter Produktion ein e^+ mit einem ($S = -1$)-Teilchen, z.B. $\underline{K}^+$, zusammen auftritt. Ebenso treten e^- mit $\underline{K}^-$ auf.

Bei gleicher Polarität von Elektron und Kaon finden sich bei der Masse der D-Mesonen klare Signale in allen drei Zerfallskanälen, wohingegen bei ungleicher Polarität keine Anhäufungen zu erkennen sind. Für die folgende Analyse werden nur noch die Ereignisse mit gleicher Elektron- und Kaon-Polarität verwendet.

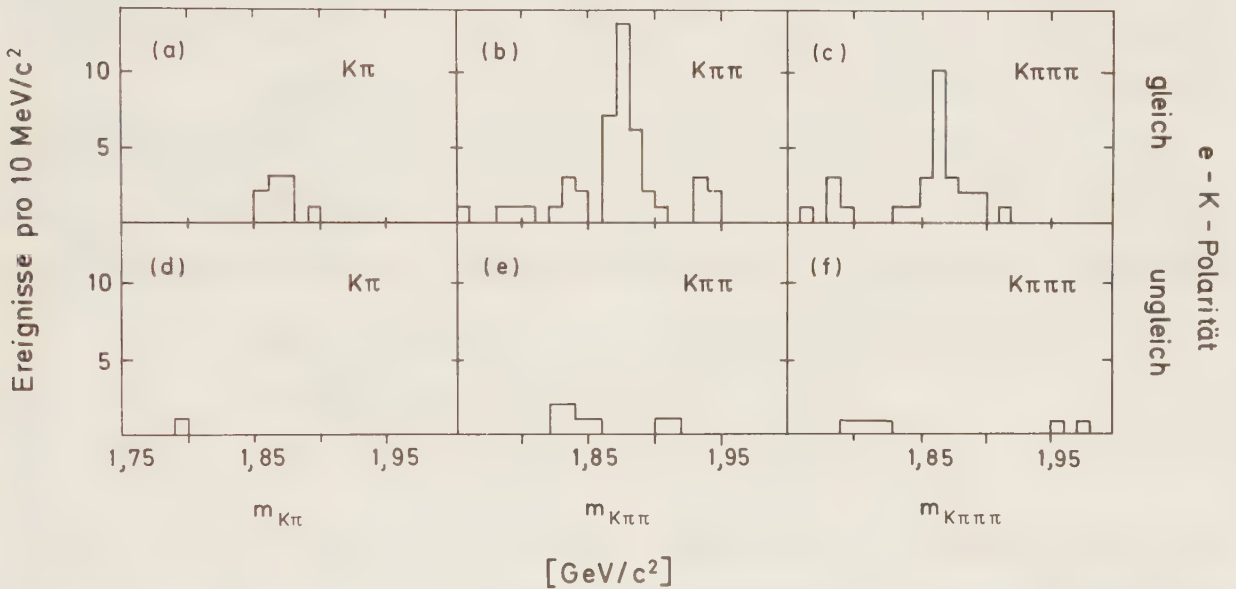


Abb. 7.4 Invariante Massen nach allen Auswahlkriterien.

7.6.2 BESTIMMUNG DER ANZAHL DER D-MESONEN UND DES UNTERGRUNDS

Der statistische Fehler an der berechneten invarianten Masse kann für jedes Ereignis aus den Varianzen der Impulse und der Spurwinkel berechnet werden. Diese Berechnung basiert auf den statistischen Fehlern der zur Spurmessung verwendeten Koordinaten der Driftkammern und Siliziumdetektoren, unter Vernachlässigung der Coulombstreuung in den Siliziumdetektoren. Aus Abb. 7.5 geht hervor, daß die statistischen Fehler an der invarianten Masse zwischen 4 und 20 MeV/c² schwanken.

Es ist somit nicht zu erwarten, daß die Verteilungen in Abb. 7.4 durch eine Normalverteilung mit fester Breite gut beschrieben werden. Eine angemessenere Beschreibung erreicht man durch Überlagerung von Normalverteilungen mit den berechneten Fehlern.

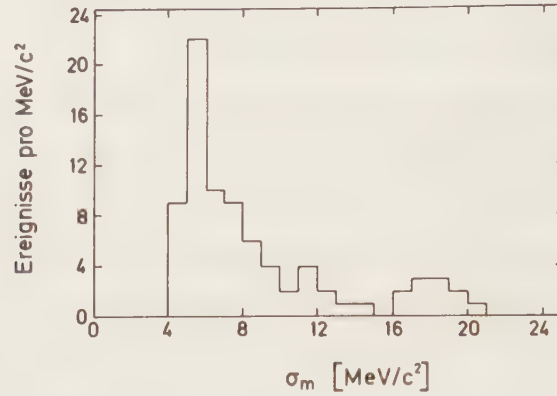


Abb. 7.5 Fehler der gemessenen invarianten Massen, berechnet aus den statistischen Fehlern der Spurmessung.

Zur Berücksichtigung zusätzlicher Fehler (z.B. durch Coulombstreuung), die zu einer Verbreiterung der Massenverteilungen führen, multiplizieren wir die berechneten Massenauflösungen σ_i mit einem konstanten Faktor f von der Größenordnung 1, dessen genauer Wert zu ermitteln ist.

Die Anzahl c der D-Mesonen, ihre Masse m_D , den Faktor f und die Anzahl der Untergrundereignisse bestimmen wir mit der Maximum-Likelihood-Methode. Die Massenverteilung wird durch eine Überlagerung von Normalverteilungen auf einem linearen Untergrund beschrieben. Die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Ereignis mit der Masse $m_i \pm \sigma_i$ anzutreffen, ist gegeben durch

$$w(m_i) = \frac{1}{N} \left(a + b m_i + \frac{c}{\sqrt{2\pi} f \sigma_i} e^{-\frac{(m_i - m_D)^2}{2(f\sigma_i)^2}} \right) \quad (7.1)$$

dabei ist N die Anzahl der Ereignisse zwischen $m_1 = 1750 \text{ MeV}/c^2$ und $m_2 = 2000 \text{ MeV}/c^2$. Durch die Normalisierungsbedingung

$$\int_{m_1}^{m_2} w(m) dm = 1 \quad (7.2)$$

sind nur zwei der drei Parameter a , b , c unabhängig.

Wir variieren die Parameter m_D , f , a und c und maximieren den Logarithmus der Likelihood-Funktion

$$\ln L = \sum_i \ln w(m_i) \quad (7.3)$$

Die statistischen Fehler der so bestimmten Parameter sind durch die Variationen der Parameter gegeben, bei denen der Logarithmus der Likelihood-Funktion um 0,5 vom Maximalwert abgefallen ist. Die Werte für f aus dieser Anpassung sind in Tab. 7.2 wiedergegeben.

Zerfallskanal	$K^-\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
Korrekturfaktor f	$1,47\pm0,3$	$1,13\pm0,2$	$1,24\pm0,4$

Tab. 7.2 Korrekturfaktor für die Massenauflösung.

Die Faktoren f sind für alle Zerfallskanäle nahe bei 1 und mit einem gemeinsamen Faktor kompatibel. Zur Reduktion der Anzahl der Variablen passen wir alle drei Massenspektren gleichzeitig mit einem gemeinsamen Faktor an. Dies liefert $f = 1,28\pm0,18$. Für alle folgenden Anpassungen halten wir f auf diesem Wert fest. Die Konsistenz dieser Fehlerzuordnung wurde am $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -System überprüft. Dabei wurden die gleichen Auswahlkriterien, wie sie in Abschnitt 6.4 beschrieben sind, auf alle $\pi^+\pi^-$ -Paare angewandt. Abb. 7.6 zeigt das Massenspektrum der akzeptierten Kombinationen. Die gleiche Anpassung, basierend auf 670 K_s^0 -Zerfällen, liefert für $m_{K_s^0} = 498,37\pm0,16 \text{ MeV}/c^2$ und für $f = 1,37\pm0,06$.

Zerfallskanal	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi + K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi$
Masse $m_D \text{ [MeV}/c^2]$	$1865,3\pm3,1$	$1866,6\pm2,1$	$1866,3\pm1,8$	$1874,4\pm1,8$
Untergrund bei m_D $[(10\text{MeV}/c^2)^{-1}]$	$< 0,1$	0,46	0,46	0,63
Anzahl der D-Mesonen	$9^{+0}_{-0,6}$	$17,2\pm3,0$	$26,2\pm3,0$	$28,2\pm3,8$

Tab. 7.3 Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Anpassung zur Bestimmung der Massen und der Anzahl der D-Mesonen.

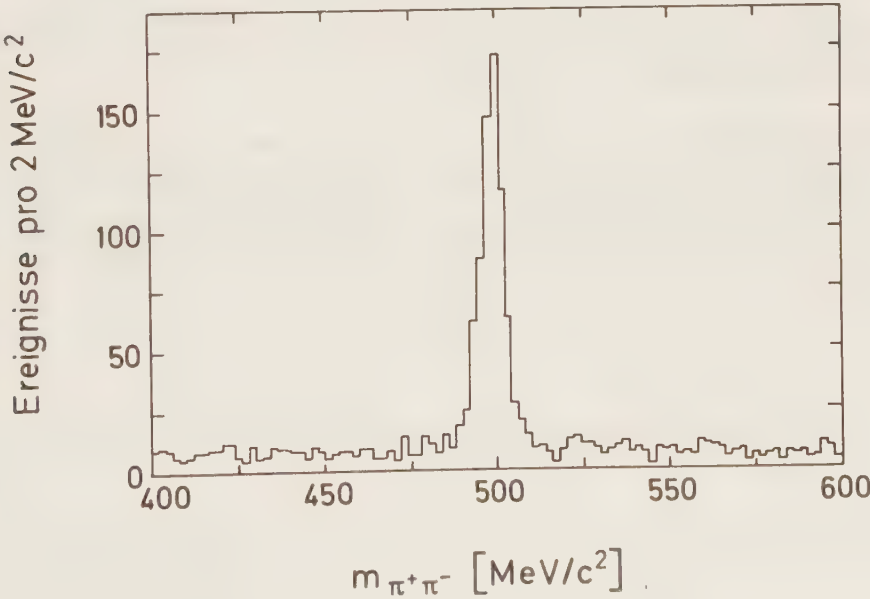


Abb. 7.6 Verteilung der invarianten Massen der akzeptierten $\pi^+\pi^-$ -Paare.

Tab. 7.3 gibt die Ergebnisse der Anpassung nach (7.1) bei festgehaltenem f wieder. Wir finden für die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^+} - m_{D^0} = 8,1 \pm 2,5 \text{ MeV}/c^2$, verträglich mit dem Wert der Particle Data Group (PDG) [38] von $4,7 \pm 0,3$. Die Absolutwerte der Massen liegen im Mittel um $3,3 \text{ MeV}/c^2$ höher als die Werte der PDG ($m_{D^+} = 1869,4 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{D^0} = 1864,7 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$).

Eine Abweichung der Magnetfelder der Spektrometermagneten um $-1,8 \cdot 10^{-3}$ vom angenommenen Wert kann nicht ausgeschlossen werden und könnte diese systematische Massenverschiebung hervorrufen. Sie würde auch eine Abweichung der K_S^0 -Masse um $+0,9 \text{ MeV}/c^2$ vom wahren Wert hervorrufen. Tatsächlich liegt der von uns gemessene Wert $0,7 \text{ MeV}/c^2$ über dem der PDG.

Die gemessenen Massen sind also innerhalb der statistischen und möglichen systematischen Fehler mit den Zahlen der Particle Data Group verträglich.

7.6.3 ZUSAMMENFASSUNG

Es ist uns gelungen, aus 4,3 Mio. hadronischen Wechselwirkungen eine fast untergrundfreie Ereignismenge mit 54 vollständig rekonstruierten D^+ - und D^0 -Zerfällen zu isolieren.

Die gemessenen Massen stimmen unter Berücksichtigung der Fehler mit den Daten der Particle Data Group überein.

Die Unterdrückung des Untergrundes wurde durch drei Bedingungen erreicht.

1. Auftreten eines einzelnen Elektrons unter den Reaktionsprodukten.
2. Nachweis eines geladenen K-Mesons.
3. Erkennung von getrennten Erzeugungs- und Zerfallsvertices und eindeutige Zuordnung der Spuren.

Die dritte Bedingung konnte durch die Präzisionsvermessung der Spuren mit Hilfe des Siliziumvertexteleskops erreicht werden. Durch den Einsatz dieser neuartigen Detektoren konnte der nicht-Charms und der kombinatorische Untergrund um mehr als 10^4 reduziert werden.

8. Lebensdauermessung

8.1 Definition der D-Kandidaten und der Kontrollereignisse

Zur besseren Beurteilung der Lebensdauerverteilungen teilen wir die akzeptierten Ereignisse, in denen das Triggerelektron und das K-Meson die gleiche Polarität haben in zwei Gruppen ein, die D-Kandidaten und die Kontrollereignisse. Zu den D-Kandidaten zählen wir die Ereignisse, in denen die gemessene Masse weniger als 3 Standardabweichungen ($f\sigma$) vom angepassten Mittelwert (Tab. 7.3) entfernt ist. Die übrigen Ereignisse nennen wir die Kontrollgruppe.

8.2 Bestimmung der Lebensdauern der einzelnen Zerfälle

Die Lebensdauer t eines instabilen Teilchens in seinem Ruhesystem ist gegeben durch

$$t = l \frac{m}{p}, \quad (8.1)$$

dabei ist m die Ruhemasse, l die Flugstrecke und p der Impuls des Teilchens im Laborsystem.

Da der Impuls und die Masse der Teilchen mit einer Genauigkeit von $< 2\%$ gemessen bzw. bekannt sind, wird der Fehler an der Lebensdauer der einzelnen Teilchen durch den Fehler an der Flugstreckenmessung dominiert. Abb. 7.2 gibt die mittleren Fehler an der Flugstrecke für die drei untersuchten Zerfallstopologien an. Da diese Fehler klein sind gegen die mittlere Flugstrecke der Charm-Teilchen, spielen sie für den Fehler an der mittleren Lebensdauer fast keine Rolle. Dieser wird durch die Varianz der Exponentialverteilung dominiert und läßt sich nur durch Beobachtung einer großen Anzahl von Zerfällen senken.

Abb. 8.1 zeigt die Verteilung der gemessenen Lebensdauern für die D-Kandidaten in den drei Zerfallskanälen. Wegen der Forderung, daß Produktions- und Zerfallsvertex signifikant separiert sein müssen, sind diese Verteilungen keine Exponentialverteilungen sondern Produkte von Exponentialfunktionen mit einer Akzeptanzfunktion (siehe Abschnitt 6.4).

8.3 Bestimmung der mittleren Lebensdauer aus einem Ensemble von Zerfällen

Zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der D^0 - und der D^+ - Mesonen wenden wir die Maximum-Likelihood-Methode an, bei der die Produkte der Wahrscheinlichkeitsdichten für das Auftreten der einzelnen gemessenen Lebensdauern bezüglich der mittleren Lebensdauer maximiert wird.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Lebensdauer t_i bei einer mittleren Lebensdauer

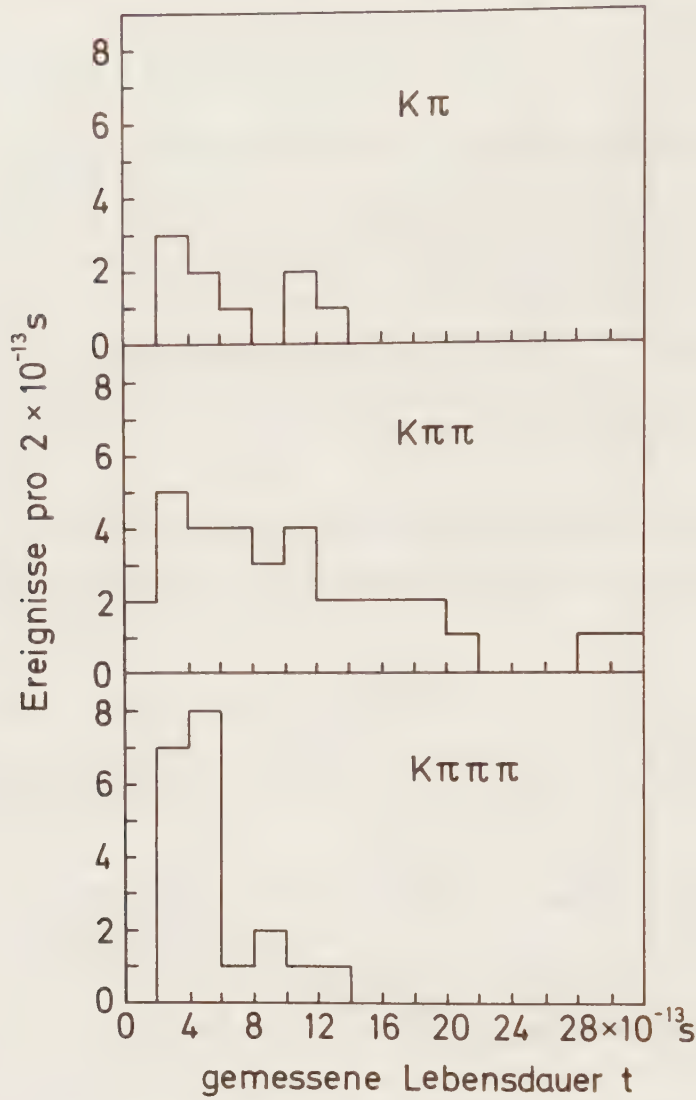


Abb. 8.1 Verteilung der gemessenen Lebensdauer für die D -Kandidaten in den drei Zerfallskanälen $K\pi$, $K\pi\pi$ und $K\pi\pi\pi$.

τ zu beobachten, ist

$$w(t_i) = \frac{k_i e^{-\frac{t_i}{\tau}}}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt} = \frac{k_i}{\tau} e^{-\frac{t_i}{\tau}}, \quad (8.2)$$

hierbei ist k_i die lebensdauerunabhängige Wahrscheinlichkeit, den Zerfall i überhaupt zu beobachten.

8.3.1 LEBENSDAUERBESTIMMUNG BEI BESCHRÄNKTER AKZEPTANZ

Wenn der Beobachtungsbereich auf das Intervall $[t_i^{\min}, t_i^{\max}]$ beschränkt ist, ist die Integration im Nenner von (8.2) nicht von 0 bis ∞ sondern von $t_i^{\min}$ bis $t_i^{\max}$ durchzuführen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist dann

$$w(t_i) = \frac{k_i}{\tau} \frac{e^{-\frac{t_i}{\tau}}}{e^{-\frac{t_i^{\min}}{\tau}} - e^{-\frac{t_i^{\max}}{\tau}}}. \quad (8.3)$$

Für den Fall $t_i^{max} \gg \tau$ ist

$$w(t_i) = \frac{k_i}{\tau} e^{-\frac{t_i - t_i^{min}}{\tau}}. \quad (8.4)$$

Durch Vergleich von (8.2) und (8.4) geht hervor, daß die Differenz $t_i^{cor} =: t_i - t_i^{min}$ exponentiell verteilt ist wie t_i bei nicht eingeschränktem Beobachtungsintervall. Wir nennen diese Differenz daher etwas unscharf die "korrigierte" Lebensdauer. Auf die Bestimmung der t_i^{min} und t_i^{max} wird weiter unten eingegangen.

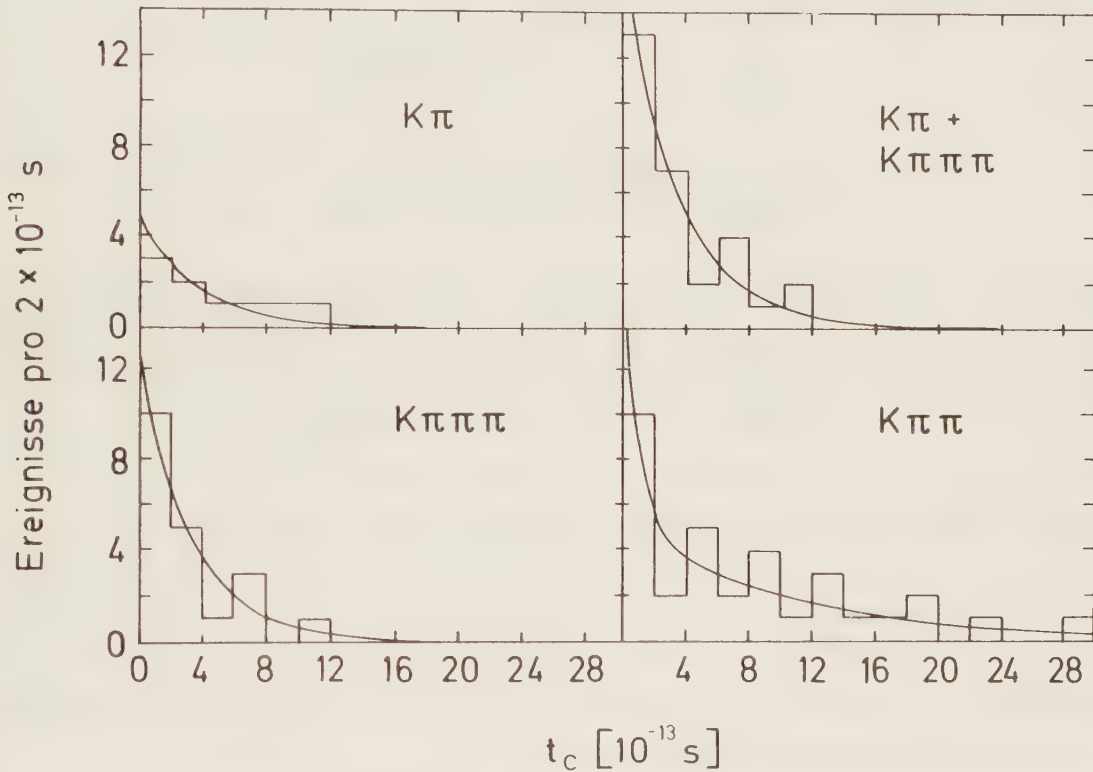


Abb. 8.2 Verteilung der "korrigierten" Lebensdauer der D-Kandidaten. Die durchgezogenen Kurven stellen die angepaßten Exponentialverteilungen nach (8.8) dar. Die Zeitkonstante der Verteilungen $K\pi$ und $K\pi\pi\pi$ ist die der gemeinsamen Verteilung $K\pi + K\pi\pi\pi$.

Abb. 8.2 zeigt die Verteilung der korrigierten Lebensdauern. Die Kurven sind die angepaßten Exponentialverteilungen, die auch den Einfluß des noch vorhandenen Untergrundes berücksichtigen (s.u.). Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Anpassung.

Durch die Tatsache, daß die endliche Lebensdauer zur Auswahl der Ereignisse herangezogen werden mußte, kann die Lebensdauer nicht ohne Berücksichtigung der dadurch erzeugten Beschränkung der Akzeptanz bestimmt werden. Abb. 8.3 zeigt den Einfluß einer gedachten Akzeptanzfunktion auf eine Exponentialverteilung. Auch bei einer einheitlichen Zerfallstopologie ist die Akzeptanzfunktion wegen der endlichen

Meßgenauigkeit an den Größen, anhand derer die Ereignisauswahl getroffen wird, keine Stufenfunktion, sondern hat eine um diese Meßfehler verbreiterte Anstiegsflanke.

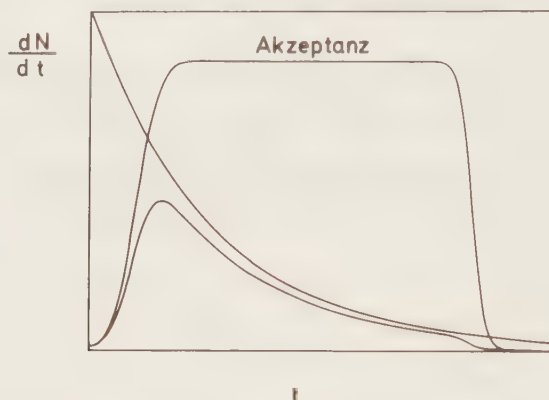


Abb. 8.3 Überlagerung einer Exponentialverteilung mit einer gedachten Akzeptanzfunktion.

Durch die Abhängigkeit der Meßfehler von kinematischen Variablen wie Öffnungswinkel und Impulse der Zerfallsspuren, verändert sich zusätzlich die Position der Flanke der Akzeptanzfunktion, so daß diese, über alle Topologien integriert, eine flache Flanke hat. Diesen Effekt kann man in Abb. 8.1 erkennen.

Die genaue Form der Akzeptanzfunktion aus den Daten zu bestimmen, ist wegen des starken Untergrundes bei kleinen Lebensdauern und der begrenzten Menge an D-Zerfällen nicht möglich. Andererseits sind die statistischen Fehler an der mittleren Lebensdauer im Bereich 20–25%, so daß eine sehr genaue Kenntnis der Akzeptanzfunktion keine Vorteile bringt. Eine Monte-Carlo-Simulation, die alle möglichen Einflüsse auf die Rekonstruktion der Ereignisse berücksichtigt, wäre sehr aufwendig und eine zusätzliche Quelle von möglichen systematischen Fehlern.

Wir approximieren daher die Akzeptanzfunktion für jedes Ereignis durch eine Stufenfunktion, deren Wert Null ist für $t < t^{\min}$ und $t > t^{\max}$ und konstant $\neq 0$ für $t^{\min} < t < t^{\max}$. $t_i^{\min}$ und $t_i^{\max}$ werden für jedes Ereignis i individuell ermittelt.

Zur Bestimmung von $t_i^{\min}$ werden, bis auf die Bahnparameter der Zerfallsprodukte, alle Größen festgehalten. Diese Spuren werden entlang der Verbindungslinie zwischen dem hadronischen Zerfallsvortex und dem Produktionsvortex zum Produktionsvortex hin verschoben; die Fehlermatrizen der Spuren bleiben konstant. Der Punkt an dem das Ereignis nicht mehr die Auswahlkriterien erfüllt, markiert die minimale akzeptierbare Lebensdauer $t_i^{\min}$ für dieses Ereignis.

Unter der Annahme, daß die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Sekundärvertices bis zur ersten Ebene des Vertexteleskops konstant ist, ist die maximale akzeptierbare Lebensdauer $t_i^{\max}$ durch den Abstand zwischen Primärvertex und der ersten Ebene des Vertexteleskops gegeben. Die Annahme konstanter Akzeptanz bis zur ersten VMSD-Ebene wird durch die Verteilung der z-Positionen der ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$)-

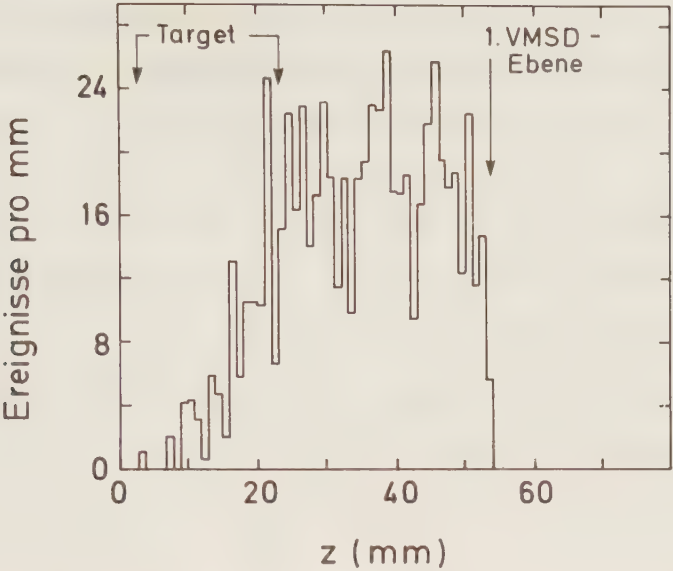


Abb. 8.4 z -Positionen der $(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ -Zerfallsvertices

Zerfallsvertices (Abb. 8.4) bestätigt. Diese Verteilung steigt zunächst linear an (Zunahme der K^0 -Produktion) und bleibt dann bis zum Anfang des Vertexteleskops konstant, da die mittlere Flugstrecke der K^0 mit etwa 50 cm groß gegen die maximal akzeptierbare Zerfallslänge ist.



Abb. 8.5 Verteilung der minimal und maximal akzeptierbaren Lebensdauern, alle Zerfallskanäle.

Zerfallskanal	$K^-\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^+$	$K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
$\langle t^{\min} \rangle$	$2,8 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	$2,7 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	$2,3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$
$\langle t^{\max} \rangle$	$4,7 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	$5,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	$4,9 \cdot 10^{-12} \text{ s}$

Tab. 8.1 Mittlere minimal und maximal akzeptierbare Lebensdauern.

Abb. 8.5 zeigt die Verteilung der minimal und maximal akzeptierbaren Lebensdauern, Tab. 8.1 Mittelwerte für die einzelnen Zerfallskanäle an. Aus der Tabelle geht hervor, daß $\tau \ll t^{max}$ (8.4), zumindest für die D^0 -Lebensdauer von ca. $4 \cdot 10^{-13}$ s, gut erfüllt ist.

Sowohl die gemessene Lebensdauer t_i als auch die minimal akzeptierbare Lebensdauer t_i^{min} ist mit gewissen Fehlern behaftet. Die Berücksichtigung dieser Fehler macht die Analyse etwas komplizierter, führt aber zu kaum unterschiedlichen Ergebnissen. Ich beschreibe daher zunächst das Verfahren zur Bestimmung der Lebensdauer von D^0 und D^+ unter Vernachlässigung der Meßfehler und ergänze die Behandlung der Fehler am Ende. Für vernachlässigbare Meßfehler und eine einheitliche mittlere Lebensdauer ist die Likelihood-Funktion für n Ereignisse gegeben durch das Produkt von (8.3)

$$L = \prod_{i=1}^n \frac{k_i}{\tau} \frac{e^{-\frac{t_i}{\tau}}}{e^{-\frac{t_i^{min}}{\tau}} - e^{-\frac{t_i^{max}}{\tau}}} \quad (8.5)$$

Man erhält die beste Abschätzung τ der mittleren Lebensdauer durch Maximierung von $\ln L$ bezüglich τ .

8.3.2 BESTIMMUNG DER MITTLEREN LEBENSDAUER UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DES UNTERGRUNDES

Um den Einfluß des Untergrundes zu berücksichtigen, beschreiben wir dessen "scheinbare" Lebensdauerverteilung ebenfalls durch eine Exponentialfunktion mit der Zeitkonstante τ_u . Dies ist eine angemessene Beschreibung, wie man aus Abb. 8.6 entnehmen kann.

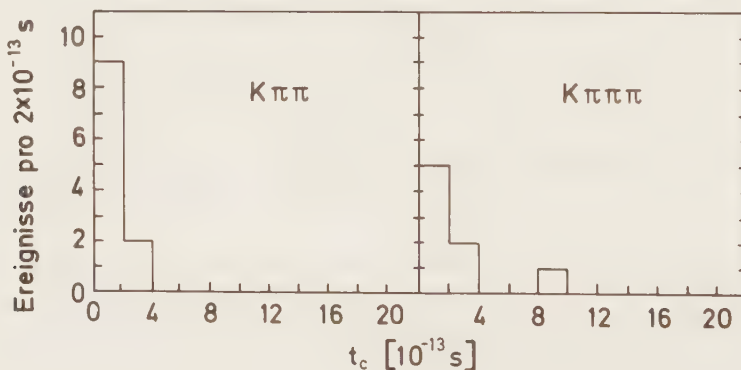


Abb. 8.6 Verteilung der "korrigierten" Lebensdauern für die Kontrollereignisse

In Gegenwart eines endlichen Untergrundes ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, eine Lebensdauer t_i zu beobachten, statt (8.2) durch

$$W(t_i, m_i) = \frac{w_D(m_i)}{\tau_D} e^{-\frac{t_i}{\tau_D}} + \frac{w_u(m_i)}{\tau_u} e^{-\frac{t_i}{\tau_u}} \quad (8.6)$$

gegeben, wobei $w_D(m_i)$ und $w_u(m_i)$ die Wahrscheinlichkeiten sind, daß ein Ereignis zum Signal bzw. zum Untergrund gehört. Diese sind aus (7.1) gegeben durch

$$w_D(m_i) = \frac{1}{N} \frac{c}{\sqrt{2\pi} f \sigma_i} e^{-\frac{(m_i - m_D)^2}{2(f\sigma_i)^2}} \quad \text{und} \quad w_u(m_i) = \frac{1}{N} (a + b m_i) \quad (8.7)$$

Die Likelihood-Funktion ist dann

$$L = \prod_{i=1}^n \left(\frac{w_D(m_i)}{\tau_D} \frac{e^{-\frac{t_i}{\tau_D}}}{e^{-\frac{t_i^{\min}}{\tau_D}} - e^{-\frac{t_i^{\max}}{\tau_D}}} + \frac{w_u(m_i)}{\tau_u} \frac{e^{-\frac{t_i}{\tau_u}}}{e^{-\frac{t_i^{\min}}{\tau_u}} - e^{-\frac{t_i^{\max}}{\tau_u}}} \right). \quad (8.8)$$

Wir halten die in Abschnitt 7.6 bestimmten Parameter a, b, c, m_D und f fest und maximieren $\ln L$ bezüglich τ_D und τ_u . Um den Einfluß der Unsicherheiten an a, b, c, m_D und f zu berücksichtigen, werden diese Parameter bei der Fehlerbestimmung wieder variiert. Die Ergebnisse für τ_D und τ_u sind in Tabelle 8.2 zusammengefaßt.

Zerfallskanal	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi + K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi$
$\tau_D [10^{-13} \text{ s}]$	$4,4^{+2,0}_{-1,2}$	$3,4^{+1,0}_{-0,7}$	$3,8^{+1,0}_{-0,7}$	$10,8^{+3,6}_{-2,4}$
$\tau_u [10^{-13} \text{ s}]$	—	$2,0 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,8$	$1,0 \pm 0,3$
Anzahl der D-Mesonen	$9^{+0}_{-0,6}$	$17,2 \pm 3,0$	$26,2 \pm 3,0$	$28,2 \pm 3,8$
Untergrund bei m_D [(10 MeV/c ²) ⁻¹]	$< 0,1$	0,46	0,46	0,63

Tab. 8.2 Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Anpassung für die Lebensdauer von D^0 und D^+ ohne Berücksichtigung der Fehler an t_i und $t_i^{\min}$.

8.3.3 EINFLUSS DER FEHLER DER EINZELNEN LEBENSDAUERMESSUNG UND DER BESTIMMUNG DER MINIMALEN AKZEPTIERBAREN LEBENSDAUER

In Gegenwart von endlichen Meßfehlern δt_i an den einzelnen Lebensdauern ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, bei einer mittleren Lebensdauer τ ein Ereignis mit der gemessenen Lebensdauer t_i zu beobachten, an Stelle von (8.2) durch

$$w(t_i) = \frac{k_i}{\tau \sqrt{2\pi} \delta t_i} \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} e^{-\frac{(t_i - t)^2}{2(\delta t_i)^2}} dt \quad (8.9)$$

gegeben. Bei beschränktem Beobachtungsintervall sind außerdem die Fehler an $t_i^{\min}$ und $t_i^{\max}$ zu berücksichtigen.

Da der Einfluß dieser Fehler auf die Messung der mittleren Lebensdauer klein ist, wie unten gezeigt wird, ist es zulässig, folgende Vereinfachungen zu machen. Wir vernachlässigen den Fehler an t_i^{max} (1–2%). Wie aus (8.4) hervorgeht, ist $t_i - t_i^{min}$ die für die Lebensdauermessung entscheidende Größe. Wir fassen daher die Fehler an t_i und t_i^{min} zu einem Fehler δt_i zusammen und ordnen ihn t_i zu, während wir t_i^{min} dann als fehlerfrei ansehen. Die Likelihood-Funktion (8.8) hat dann folgende Form

$$L = \prod_{i=1}^n \left(w_D(m_i) \frac{\int_0^\infty e^{-\frac{(t-t_i)^2}{2\delta t_i^2}} e^{-\frac{t}{\tau_D}} dt}{\int_{t_i^{min}}^{t_i^{max}} \int_0^\infty e^{-\frac{(t-t')^2}{2\delta t_i^2}} e^{-\frac{t}{\tau_D}} dt dt'} + w_u(m_i) \frac{\int_0^\infty e^{-\frac{(t-t_i)^2}{2\delta t_i^2}} e^{-\frac{t}{\tau_u}} dt}{\int_{t_i^{min}}^{t_i^{max}} \int_0^\infty e^{-\frac{(t-t')^2}{2\delta t_i^2}} e^{-\frac{t}{\tau_u}} dt dt'} \right) \quad (8.10)$$

Die Fehler an t_i werden durch die Fehler der Flugstreckenmessung dominiert (siehe Abb. 7.2). Die Fehler an t_i^{min} werden durch die Fehler an der Größe bestimmt, die am nächsten an den durch die Auswahlkriterien definierten Akzeptanzgrenzen liegt. Dies sind in 75% der Fälle die transversalen Abstände der Zerfallsspuren zum Primärvertex.

Es kann z.B. ein D-Meson eine Flugstrecke von 8 mm zurücklegen, die mit 5% Fehler gemessen wird; eine der Zerfallsspuren hat jedoch nur 80 μm transversalen Abstand zum Primärvertex bei einem vorhergesagten Fehler von 20 μm (i.e. 25%). Da der seitliche Abstand einer Spur nach den Auswahlkriterien immer einen gewissen Wert überschreiten muß, ist in diesem Fall der Fehler an t_i^{min} 25% von t_i .

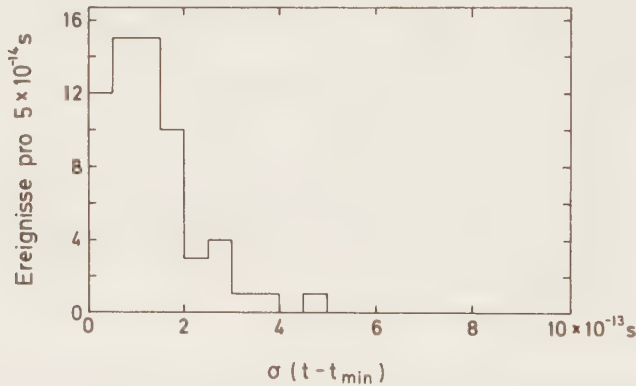


Abb. 8.7 Verteilung der kombinierten Fehler von $t_i - t_i^{min}$ für die D-Kandidaten.

Abb. 8.7 gibt die Verteilung der kombinierten Fehler von $t_i - t_i^{min}$ für die D-Kandidaten wieder. Die Ergebnisse der Maximierung von $\ln L$ aus (8.10) sind in Tabelle 8.3 zusammengefaßt. Die Unterschiede zu Tab. 8.2 sind, wie schon erwähnt, sehr klein. Für die Lebensdauer von D^0 und D^+ ergeben sich um 0,1 bzw. 0,2 $\cdot 10^{-13}$ s kleinere Werte als ohne Berücksichtigung der Meßfehler.

Obwohl die zugrundeliegenden Ereignismengen von D^0 und D^+ etwa gleich groß sind, ist der relative Fehler (Mittelwert aus unterem und oberem Fehler) bei τ_{D^0} 23 %, bei τ_{D^+} 18 %.

Zerfallskanal	$K\pi$	$K\pi\pi\pi$	$K\pi + K\pi\pi\pi$	$K\pi\pi$
$\tau_D [10^{-13} \text{ s}]$	$4,4^{+2,0}_{-1,2}$	$3,2^{+1,0}_{-0,7}$	$3,7^{+1,0}_{-0,7}$	$10,6^{+3,6}_{-2,4}$
$\tau_u [10^{-13} \text{ s}]$	—	$1,9 \pm 0,8$	$1,9 \pm 0,8$	$1,0 \pm 0,3$

Tab. 8.3 Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Anpassung für die Lebensdauer von D^0 und D^+ bei Berücksichtigung der Fehler an t_i und t_i^{min} .

bei τ_{D^+} jedoch 28 %. Unter idealen Bedingungen (ohne jegliche Korrekturen) erwartet man bei 27 Zerfällen einen Fehler von 19 %. Die deutliche Zunahme des Fehlers an τ_{D^+} ist auf die Beschränkung des Beobachtungsintervalls bei großen Lebensdauern zurückzuführen. Diese spielt bei τ_{D^0} eine vernachlässigbare Rolle.

8.4 Untersuchung möglicher systematischer Fehler

Um mögliche systematische Fehler zu entdecken bzw. einzugrenzen wurden folgende Effekte untersucht:

1. Abhängigkeit der Lebensdauer von der speziellen Wahl der Parameter zur Ereignisauswahl. Dazu wurde eine Vielzahl von Variationen dieser Parameter (Vertexabstand und transversaler Abstand der Zerfallsspuren zum Primärvertex) durchgeführt (Tab. 8.4). Abb. 8.8 zeigt die Massenspektren der drei Zerfallskanäle für die verschiedenen Auswahlkriterien. Die Variationen der nach dem gleichen Verfahren bestimmten Lebensdauer ist in Abb. 8.9a-g wiedergegeben.
2. Fehlbestimmung der maximal akzeptierbaren Lebensdauern. Hier wurde die maximal akzeptierte Flugstrecke um 5, 10 und 15 mm gekürzt (Abb. 8.9h-j).

Die Abweichungen sind alle geringer als $0,5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ für D^0 und $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ für D^+ und mit den statistischen Fluktuationen durch das Einbeziehen bzw. das Ausschließen eines Teiles der Ereignisse verträglich.

3. Systematische Verschiebung des gemessenen Produktionsvertex durch Einbeziehung von Spuren, die aus dem zweiten Zerfallsvertex stammen. Dazu wurden strengere Kriterien an das χ^2 des Primärvertex gestellt; damit sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß Spuren, die nicht aus dem Primärvertex stammen, zu seiner Bestimmung herangezogen werden. Statt 1% CL wurden 5%, 10% und 20% CL für das χ^2 verlangt. Die Änderungen von τ_D sind alle kleiner als $0,2 \cdot 10^{-13} \text{ s}$.
4. Unterschätzung des Untergrundes. Zur Abschätzung des Einflusses, den die Untergrundbestimmung auf die Lebensdauermessung hat, wurde die Anzahl der Untergrundereignisse mit einem Faktor 2 höher angenommen als aus der Anpassung in Abschnitt 5.5 hervorgeht. Die Änderungen von τ_D sind $+0,1 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ für D^0 und $+0,6 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ für D^+ .

Kontrollgruppe	$(\Delta z)_{min}$	b_1	b_2	b_{all}	z_{max}
a	3σ	—	—	—	1.VMSD
b	3σ	3σ	1σ	—	1.VMSD
c	3σ	3σ	2σ	—	1.VMSD
d	3σ	—	3σ	—	1.VMSD
→ e	3σ	—	3σ	1σ	1.VMSD
f	4σ	—	4σ	2σ	1.VMSD
g	10σ	—	4σ	2σ	1.VMSD
h	3σ	—	3σ	1σ	1.VMSD – 5 mm
i	3σ	—	3σ	1σ	1.VMSD – 10 mm
j	3σ	—	3σ	1σ	1.VMSD – 15 mm

Tab. 8.4 Veränderung der Parameter der Auswahlkriterien.

$(\Delta z)_{min}$: minimaler Abstand zwischen Primär und Sekundärvertex. Der Impaktparameter mindestens *einer* Zerfallsspur muß größer als b_1 sein; der Impaktparameter mindestens *zweier* Zerfallsspuren muß größer als b_2 sein; der Impaktparameter *aller* Zerfallsspuren muß größer als b_{all} sein. z_{max} ist die maximale z -Position (in Strahlrichtung) des Sekundärvertex (normalerweise die Position der 1. VMSD-Ebene). e ist die Bezugsgruppe mit den Auswahlkriterien aus Abschnitt 7.5.

5. Einfluß der Bestimmung der Massenauflösung. Anstelle der Anpassung des Korrekturfaktors f für die Massenauflösung, wurde dieser fest $f = 1$ gesetzt. Weiterhin wurden statt der angepaßten Werte für m_{D^0} und $m_{D^\pm}$ die Daten der Particle Data Group für die Massen eingesetzt. Dies ändert τ_D um weniger als $0,2 \cdot 10^{-13}$ s für D^0 und $0,3 \cdot 10^{-13}$ s für D^+ .
6. Um schließlich globale systematische Effekte bei der Lebensdauerbestimmung abzuschätzen, die von der besonderen Rekonstruktionsstrategie herrühren könnten, wurde von einer anderen Arbeitsgruppe der Kollaboration ein völlig unabhängiges Rekonstruktionsprogramm entwickelt. Die wesentlichen Merkmale dieses Programmes [39] sind
 - (a) das Mitführen mehrerer Lösungen bei der Spurrekonstruktion bis zur Vertexbestimmung und eine Auswahl der Lösung anhand des Vertex- χ^2 ;
 - (b) ein spezieller Cluster-Algorithmus zur Bestimmung des Primärvertex, der auf der Anhäufung von Kreuzungspunkten der Reaktionsspuren mit der Strahlspur basiert;
 - (c) Auswahlkriterien, die weniger Anforderungen an die seitlichen Abstände der Spuren vom Primärvertex stellen, dagegen aber größere Vertexabstände fordern.

Diese alternative Analyse liefert 66 Ereignisse Signal über einem Untergrund von

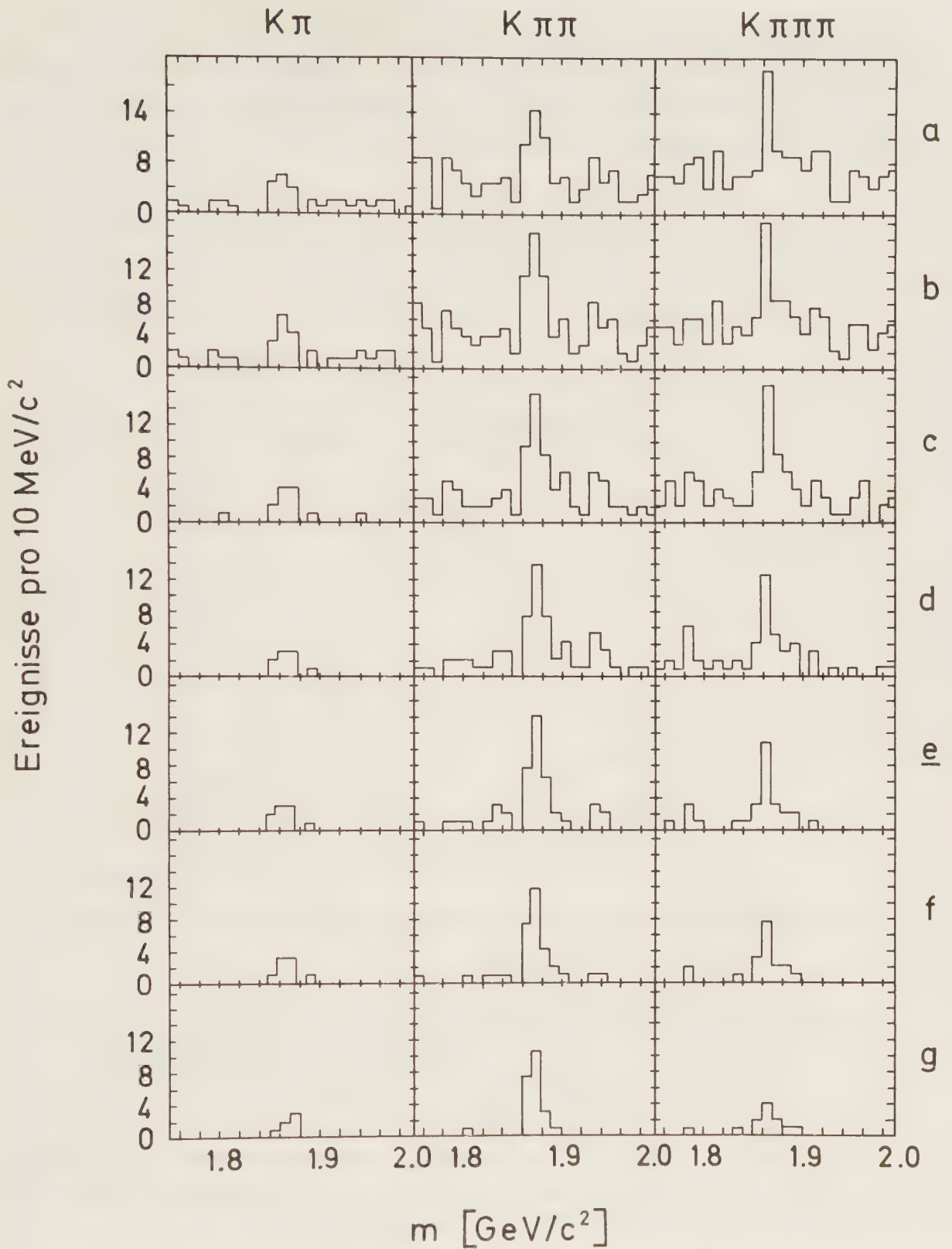


Abb. 8.8 Massenspektren der drei Zerfallsmoden bei verschiedenen Auswahlkriterien. Zur Definition der Auswahlkriterien siehe Tab. 8.4.

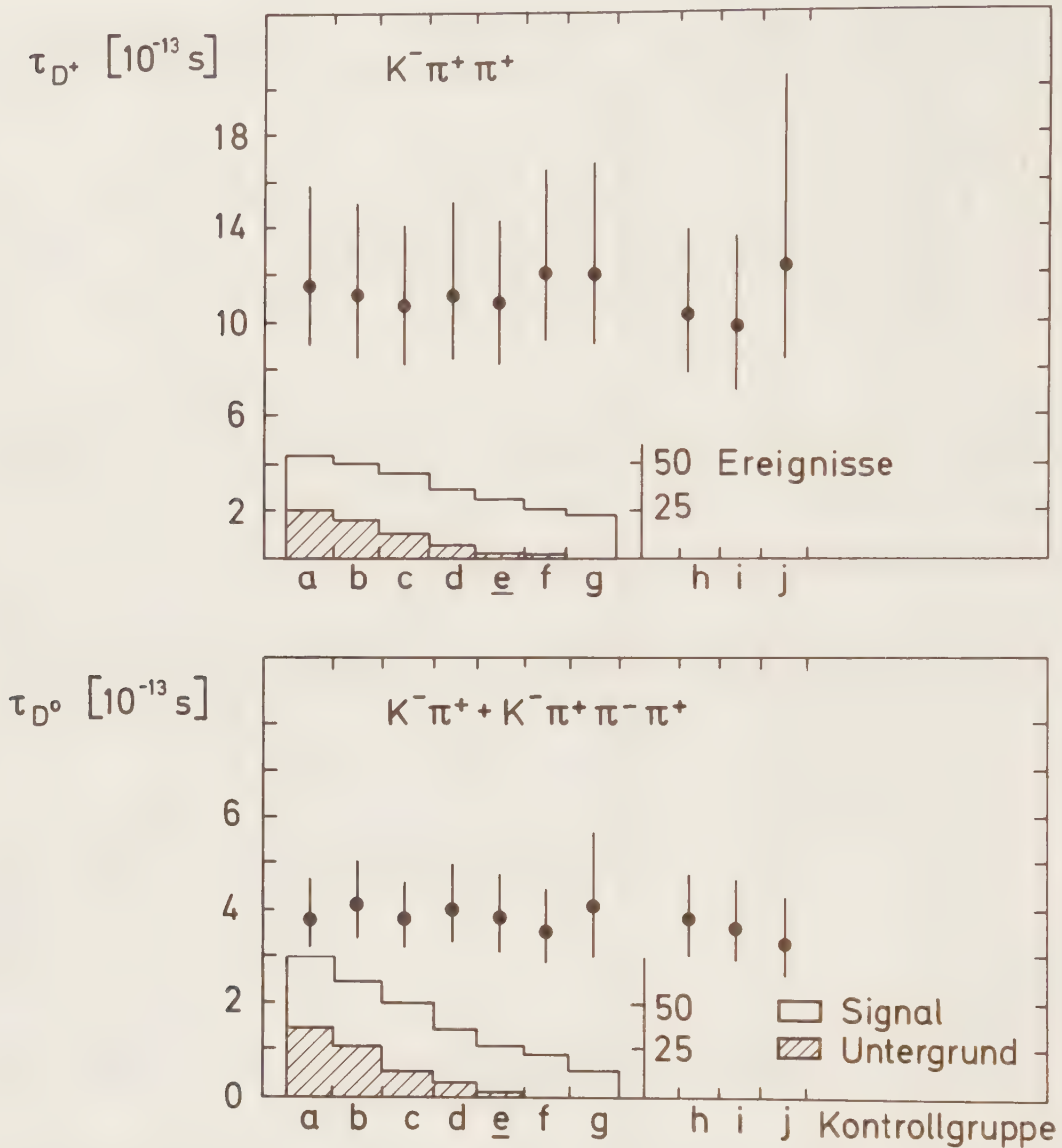


Abb. 8.9 Variation der gemessenen Lebensdauer für verschiedene Auswahlkriterien (Kontrollgruppen).

Die Histogramme im unteren Teil stellen die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse dar. Die Auswahlkriterien werden für die Gruppen a–g zunehmend strenger (man erkennt die Reduktion des Untergrundes bei fast konstantem Signal). Die Gruppe e ist die Bezugsgruppe mit den Standardkriterien (Tab. 8.4). Bei den Kontrollgruppen h–j werden zusätzlich zu den Standardkriterien die maximale Flugstrecke um 5, 10 und 15 mm verkürzt.

2,3 Ereignissen/(10 MeV/c²) im Vergleich zu der oben beschriebenen Analyse, die 54 Ereignisse Signal über einem Untergrund von 1,1 Ereignissen/(10 MeV/c²) findet. Die alternative Analyse ergibt für die Lebensdauer

$$\tau_{D^+} = (10,0^{+3,4}_{-2,2}) \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \text{und} \quad \tau_{D^0} = (3,7^{+0,7}_{-0,6}) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

Der Unterschied zu den Werten aus Tab. 8.3 ist bei τ_{D^+} $0,6 \cdot 10^{-13}$ s und bei τ_{D^0} weniger als $0,1 \cdot 10^{-13}$ s.

Bei allen Untersuchungen sind die Variationen der gemessenen Lebensdauer deutlich innerhalb der durch die statistischen Fehler gegebenen Grenzen und mit den Fluktuationen durch Einbeziehen oder Ausschließen von einigen Ereignissen verträglich. Wir sehen daher keine gegenüber den statistischen Fehlern relevanten systematischen Einflüsse auf die Lebensdauerermessung.

8.5 Zusammenfassung der Lebensdauerbestimmung

Basierend auf $28,2 \pm 3,8$ und $26,2 \pm 3,0$ vollständig rekonstruierten Zerfällen messen wir für die Lebensdauer der geladenen und neutralen D-Mesonen

$$\tau_{D^+} = 10,6^{+3,6}_{-2,4} \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \text{und} \quad \tau_{D^0} = 3,7^{+1,0}_{-0,7} \cdot 10^{-13} \text{ s}.$$

Abb. 8.10 zeigt den Verlauf von $\ln L$ als Funktion der Schätzwerte τ .

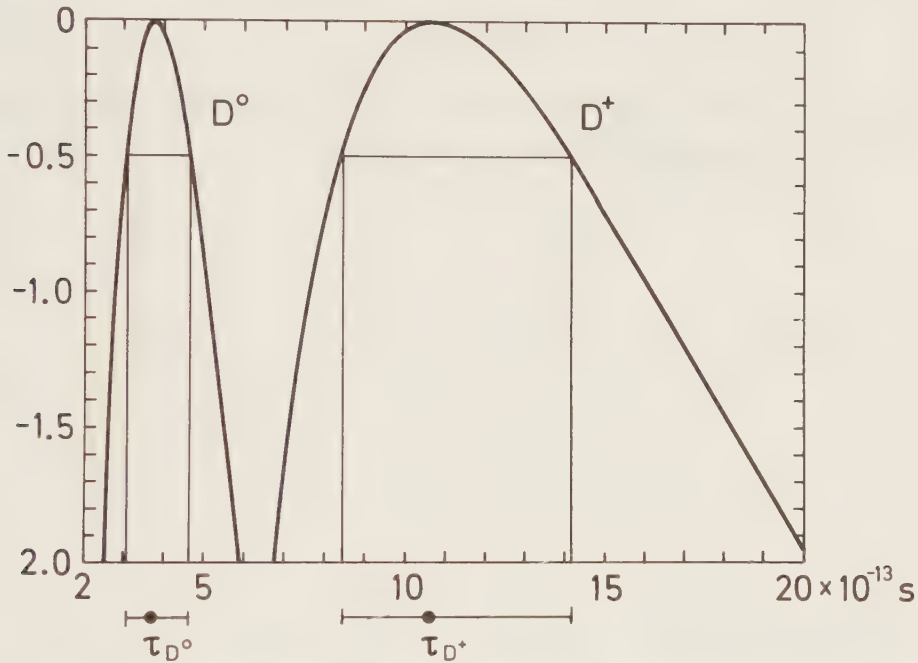


Abb. 8.10 Verlauf des Logarithmus-Likelihood als Funktion des Schätzwertes für τ_{D^0} und τ_{D^+} .

Die Likelihood-Funktion $L(\alpha)$ für das Verhältnis $\alpha = \tau_{D^+}/\tau_{D^0}$ der Lebensdauern ist gegeben durch

$$L(\alpha) = \int_0^\infty L^0(\tau) L^+(\alpha\tau) d\tau. \quad (8.11)$$

$L^0(\tau)$ und $L^+(\tau)$ sind die Likelihood-Funktionen (8.10) für D^0 bzw. D^+ . Der Verlauf von $\ln L(\alpha)$ ist in Abb. 8.11 wiedergegeben. Wir finden für das Verhältnis der Lebensdauern

$$\bar{\alpha} = \tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2,8^{+1,1}_{-0,8}$$

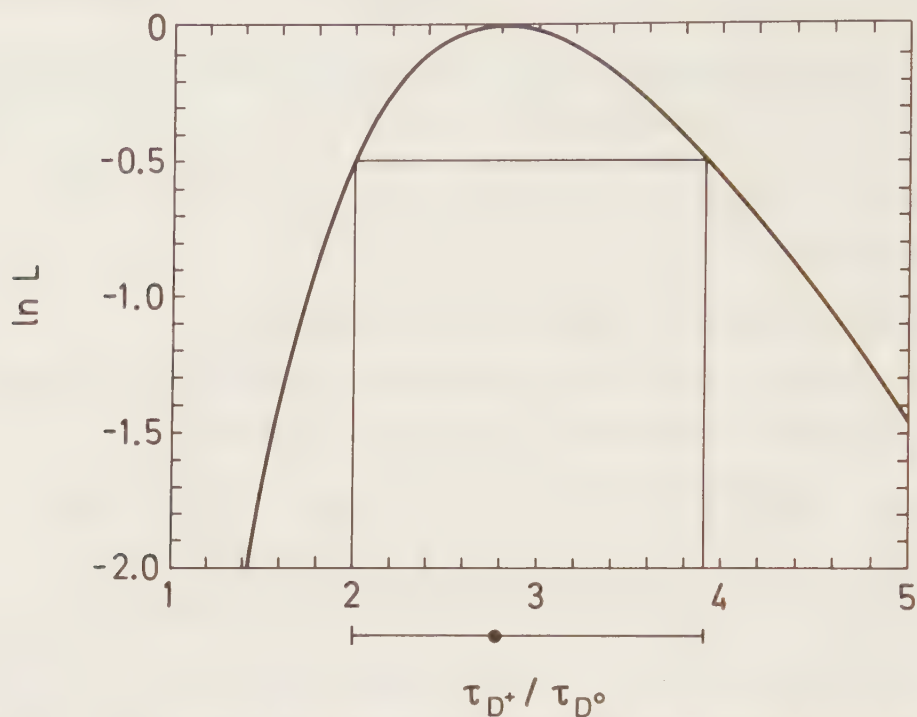


Abb. 8.11 Verlauf des Logarithmus-Likelihood als Funktion des Schätzwertes für τ_{D+}/τ_{D^0} .

Teil 3

Diskussion der Ergebnisse

9. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über die Messungen anderer Experimente gegeben, die parallel zum NA11-Experiment die Lebensdauer von D-Mesonen gemessen haben. Mögliche systematische Fehler werden diskutiert und mit denen unseres Experimentes verglichen. Abschliessend werden alle jetzt verfügbaren Messungen der Lebensdauern gemittelt. Dabei wird eine neue Methode der Mittelung von experimentellen Daten mit unsymmetrischen Fehlern vorgeschlagen.

9.1 Übersicht über Lebensdauermessungen von D-Mesonen

Zu den bisher veröffentlichten Lebensdauermessungen von D-Mesonen tragen sieben Experimente bei. Detaillierte Übersichten finden sich in [40 – 42]. Tabelle 9.1 gibt eine Übersicht über bisher veröffentlichte Lebensdauermessungen von D-Mesonen. Die Werte der einzelnen Experimente streuen etwa wie nach den angegebenen Fehlern erwartet.

Nr.	Experiment	$\tau_{D^+} [10^{-13}\text{s}]$	(#)	$\tau_{D^0} [10^{-13}\text{s}]$	(#)
1	NA1 [44]	$9,5^{+3,1}_{-1,9}$	(98)	—	
2	E531 [45,42]	$11,5^{+7,5}_{-3,5}$	(11)	$3,3^{+0,5}_{-0,4} \pm 0,25$	(57)*
3	NA16 [46]	$8,4^{+3,5}_{-2,2}$	(15)	$4,1^{+1,3}_{-0,9}$	(16)
4	NA18 [47]	$6,3^{+4,8}_{-2,3} \pm 1,5$	(7)	$4,1^{+2,6}_{-1,3} \pm 0,5$	(9)
5	WA58 [48]	$3,9^{+2,4}_{-1,3}$	(10)	$2,1^{+1,2}_{-0,6}$	(22)
6	BC72/73 [15]	$7,4^{+2,3}_{-2,0}$	(21)	$6,8^{+2,3}_{-1,8}$	(22)
7	NA27 [49,50]	$9,8^{+4,4}_{-2,6}$	(14)*	$3,5^{+1,4}_{-0,9}$	(12)
8	MARK II [21]	—		$4,2^{+1,3}_{-1,0} \pm 1,0$	(27)
9	BC75 [51]	$10,0^{+2,5}_{-1,9} \pm 0,6$	(22)*	$5,9^{+1,4}_{-1,2} \pm 0,5$	(19)*
10	diese Arbeit, NA11	$10,6^{+3,6}_{-2,4}$	(28)	$3,7^{+1,0}_{-0,7}$	(26)
11	Mittel (PDG 1984) [38]	$9,2^{+1,7}_{-1,2}$		$4,4^{+0,8}_{-0,6}$	
	Neues** Welt-Mittel	$8,8^{+0,9}_{-0,8}$		$3,8^{+0,4}_{-0,4}$	

Tab. 9.1 Vergleich veröffentlichter Lebensdauermessungen von D-Mesonen.

Anzahl der verwendeten Ereignisse.
* Diese Daten liegen nur als Konferenzberichte vor und sind vorläufig.
** Zur Bestimmung dieses Mittelwertes siehe Abschnitt 9.4

Im folgenden fasse ich die wichtigsten Kennzeichen dieser Experimente zusammen.

- 1. NA1 [44] mißt die longitudinale Entwicklung der Ionisation in einem “aktiven” Siliziumtarget bei einlaufenden Photonen (40–150 GeV/c) am CERN-SPS. Die Lebensdauermessung beruht auf Ereignissen, bei denen eine Teilchenkombination der im Spektrometer hinter dem aktiven Target rekonstruierten Spuren mit dem Zerfall eines D-Mesons kompatibel ist. Wegen der fehlenden Zuordnung

der identifizierbaren Charm-Teilchen zu den jeweiligen Zerfallsvertices kann der Impuls der Charm-Teilchen, die einen Ionisationssprung hervorrufen, i.a. nicht gemessen werden. Außerdem wird nur eine Mischung der Lebensdauer von D^0 und D^+ gemessen. Auf der Basis von 98 Ereignissen mit Ionisationssprüngen geben die Autoren die Lebensdauer von D^+ mit $9,5^{+4,4}_{-2,6} \cdot 10^{-13}$ s an und schätzen den Untergrund von D^0 bei einer D^0 -Lebensdauer von $2,5 \cdot 10^{-13}$ s zu 20 % ab (bei einer längeren D^0 -Lebensdauer wäre dieser Untergrund höher).

2. E531 [45] mißt Neutrino Wechselwirkungen in Emulsionsplatten vor einem magnetischen Spektrometer am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL). Dieses Experiment hat 11 Ereignisse zur Bestimmung der D^+ -Lebensdauer und 16 Ereignisse für die Lebensdauer des D^0 veröffentlicht. Die Autoren finden $\tau_{D^\pm} = 11,5^{+7,5}_{-3,5} \cdot 10^{-13}$ s und $\tau_{D^0} = (2,3^{+0,8}_{-0,5} \pm 0,25) \cdot 10^{-13}$ s. In einem Übersichtsartikel [42] wird die Vergrößerung der D^0 -Ereignismenge auf insgesamt 57 D^0 erwähnt. Die daraus bestimmte Lebensdauer von D^0 ist $\tau_{D^0} = (3,3^{+0,5}_{-0,4} \pm 0,25) \cdot 10^{-13}$ s (vorl.).
3. NA16/NA27 [46,49] setzt eine mit Wasserstoff gefüllte hochauflösende Blaskammer (LEBC) vor dem Europäischen Hybridspektrometer (EHS) in Pion- und Protonstrahlen (360 GeV/c) am CERN-SPS ein. Im ersten Lauf (NA16) mißt dieses Experiment mit 15 geladenen und 16 neutralen Zerfällen $\tau_{D^\pm} = 8,4^{+3,5}_{-2,2} \cdot 10^{-13}$ s und $\tau_{D^0} = 4,1^{+1,3}_{-0,9} \cdot 10^{-13}$ s. Im zweiten Lauf (NA27) werden mit 14 geladenen (vorl. Ergebnis) und 11 neutralen Zerfällen $\tau_{D^\pm} = 9,8^{+4,4}_{-2,6} \cdot 10^{-13}$ s (vorl.) und $\tau_{D^0} = 3,5^{+1,4}_{-0,9} \cdot 10^{-13}$ s gefunden.
4. NA18 [47] verwendet eine mit C_3F_8 gefüllte hochauflösende Blaskammer (BIBC) vor der Streamerkammer des NA5-Experimentes in einem 340 GeV/c π^- -Strahl am CERN-SPS. Die Autoren verwenden 7 geladene und 9 neutrale Zerfälle für die Lebensdauerermessung und finden $\tau_{D^\pm} = (6,3^{+4,8}_{-2,3} \pm 1,5) \cdot 10^{-13}$ s und $\tau_{D^0} = (4,1^{+2,6}_{-1,3} \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$ s.
5. WA58 [48] ist ein Photo-Produktions-Experiment (20–70 GeV/c) mit Emulsionsfolien vor einem magnetischen Spektrometer (OMEGA) am CERN-SPS. Dieses Experiment findet mit 10 geladenen und 22 neutralen $\tau_{D^\pm} = 3,9^{+2,4}_{-1,3} \cdot 10^{-13}$ s und $\tau_{D^0} = 2,1^{+1,2}_{-0,6} \cdot 10^{-13}$ s. Die Lebensdauer von D^+ als auch die von D^0 ist um 2 Standardabweichungen (σ) geringer als die Mittelwerte der Particle Data Group (PDG)[38]. Obwohl in diesem Experiment die Emulsionen eine hervorragende Ortsauflösung für die Flugstrecke bieten, sind die Korrekturen für Verluste durch langlebige D-Mesonen groß und möglicherweise nicht gut unter Kontrolle. Die mittlere maximal meßbare Lebensdauer für D^+ in diesem Experiment beträgt nur $19 \cdot 10^{-13}$ s, also das zweifache der mittleren Lebensdauer (PDG-Wert).
6. BC72/73, BC75 [15,51] ebenfalls ein Photo-Produktions-Experiment (20 GeV)

hier mit einer hochauflösenden Blaskammer (Wasserstoff) vor einem magnetischen Spektrometer am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Dieses Experiment mißt bei der ersten Datennahme BC72/73 [15] $\tau_{D^\pm} = 7,4^{+2,3}_{-2,0} \cdot 10^{-13}$ s (21 Zerfälle) und $\tau_{D^0} = 6,8^{+2,3}_{-1,8} \cdot 10^{-13}$ s (22 Zerfälle). Die Lebensdauer für D^0 liegt etwa $1,3 \sigma$ über dem PDG-Mittelwert. In der zweiten Datennahme, BC75 [51] (vorläufige Ergebnisse) findet dieses Experiment mit $\tau_{D^\pm} = (10,0^{+2,5}_{-1,9} \pm 0,6) \cdot 10^{-13}$ s (22 Zerfälle) und $\tau_{D^0} = (5,9^{+1,4}_{-1,2} \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$ s (19 Zerfälle) eine ähnlich große Lebensdauer für D^0 . Bemerkenswert ist der Zerfall eines als D^0 interpretierten Teilchens, das $55 \cdot 10^{-13}$ s lang lebt ($t - t_{\min} = 52 \cdot 10^{-13}$ s), der in diesen Daten gefunden wurde. Die aus beiden Messungen kombinierte mittlere Lebensdauer für D^0 von $6,4^{+1,1}_{-0,9} \cdot 10^{-13}$ s weicht vom PDG-Mittel um $2,2 \sigma$ ab.

7. MARK II [21], ein magnetischer Detektor mit einer hochauflösenden Driftkammer als Vertexdetektor (Ortsauflösung ca. $110 \mu\text{m}$) am e^+e^- -Speicherring PEP am SLAC, ist das einzige Experiment, das die endliche Lebensdauer der D-Mesonen nicht als Auswahlkriterium verwendet. Dieses Experiment identifiziert neutrale D-Mesonen mit Hilfe des Übergangs $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$, der wegen der geringen Energiedifferenz sehr charakteristisch ist, mit sehr wenig Untergrund. Obwohl die Ortsauflösung dieses Experimentes deutlich schlechter ist, als die der übrigen erwähnten Experimente, kann hier durch die Messung der Asymmetrie der Vertexversetzung bezüglich der Strahlachse die mittlere Lebensdauer der D^0 -Mesonen bestimmt werden. Die Autoren finden $\tau_{D^0} = (4,2^{+1,3}_{-1,0} \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$ s (27 Zerfälle).

9.2 Diskussion systematischer Fehler

9.2.1 UNVOLLSTÄNDIG REKONSTRUIERTE ZERFÄLLE

Nur bei den Experimenten MARK II, NA18, NA27 und dem hier beschriebenen NA11 basieren die Lebensdauermessungen auf ausschließlich vollständig rekonstruierten Zerfällen. In allen anderen Experimenten ist der Anteil der vollständig rekonstruierten Ereignisse gering (25–50 %).

Die Verwendung nicht vollständig rekonstruierter Ereignisse zur Lebensdauer-messung führt zu zwei Arten von Mehrdeutigkeiten.

Mißidentifizierung des zerfallenden Teilchens. Wenn nicht alle Zerfallsprodukte gemessen werden, kann die invariante Masse des zerfallenden Teilchens nicht bestimmt werden. Dadurch werden Verwechselungen von D-Mesonen mit anderen Charm-Teilchen ($F^\pm, \Lambda_c^\pm, \dots$) möglich. Die Abschätzung des Gewichtes dieser Mehrdeutigkeiten ist wegen unbekannter Verzweigungsverhältnisse und Wirkungsquerschnitte für diese Teilchen schwierig.

Die Experimentatoren schätzen diese Unsicherheiten klein ein, da die Wirkungsquerschnitte für Produktion von D-Mesonen größer sind als die für andere Charm-Teilchen.

Eine Warnung ist jedoch angebracht. F-Mesonen wurden von verschiedenen Experimenten [43] bis 1983 bei einer Masse von $2030 \text{ MeV}/c^2$ beobachtet. Nachdem die Masse des F-Mesons von anderen Experimenten [52 – 56], darunter auch von dem hier beschriebenen NA11 [54], zu $1970 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt worden war, wurden die meisten Messungen zurückgezogen [6]. Dies zeigt, daß der Untergrund aus verschiedenen Quellen unterschätzt wurde.

Fehlende Impulsinformation. Auch bei korrekter Identifizierung des zerfallenden Teilchens, kann sein Impuls nicht gemessen werden, wenn nicht alle Zerfallsprodukte vermessen werden. Deswegen kann aus der gemessenen Flugstrecke im Labor nicht die relevante Lebensdauer im Ruhesystem bestimmt werden. Unter der (oft unrichtigen) Annahme, daß nur ein bestimmtes Teilchen nicht gemessen wurde (z.B. ν, π^0, K^0), können bei vorausgesetzter Masse des zerfallenden Teilchens zwei Lösungen für den Impuls des fehlenden Teilchens und damit für die Lebensdauer berechnet werden. Manche Gruppen verwenden dann deren Mittelwert als Lebensdauer des Charm-Teilchens, da in einem Ensemble von Zerfällen der durch diese Unsicherheit entstehende Fehler kleiner ist als bei der Einzelmessung.

9.2.2 AKZEPTANZBESTIMMUNG

Die eindeutige Identifizierung und präzise Lebensdauerbestimmung der einzelnen Zerfälle ist für die Bestimmung der mittleren Lebensdauern unzureichend, wenn nicht die Akzeptanz als Funktion der Lebensdauer bekannt ist. Die Lebensdauerabhängigkeit der Akzeptanz entsteht durch zwei Effekte.

1. Durch die Bedingung, die alle Experimente außer MARK II fordern, daß die Produktions- und Zerfallsvertices deutlich getrennt sein müssen. Diese Bedingung hat je nach Ortsauflösung der jeweiligen Detektoren eine starke Minderung der Akzeptanz bei kurzen Lebensdauern zur Folge.
2. Durch die endliche Länge der Detektoren, beziehungsweise die Begrenzung des Suchvolumens. Hierdurch wird die Akzeptanz bei relativ großen Lebensdauern beschränkt.

Die Emulsionsexperimente WA58 und E531 haben sehr gute Ortsauflösung und können daher sehr kurze Flugstrecken (ab $10\text{--}50 \mu\text{m}$) erkennen. Die Probleme dieser Experimente liegen in der Bestimmung der Akzeptanz bei längeren Lebensdauern. Diese wird durch zweimaliges unabhängiges Durchmustern der Emulsionen abgeschätzt (E531 gibt z.B. 60 % als Wahrscheinlichkeit an, einen neutralen Zerfall mit mehr als 1 mm Flugstrecke zu finden). Diese Art von Akzeptanzbestimmung erkennt zwar die statistischen Verluste bei der Durchmusterung, jedoch nicht eventuell vorliegende sys-

tematische Verluste bei größeren Lebensdauern. Dies könnte ein Grund sein für die kleinen Werte, die das Experiment WA58 für die Lebensdauern von D^0 und D^+ findet.

In unserem Experiment wurde die Gleichförmigkeit der Akzeptanz bis zur ersten Detektorebene durch den Nachweis der K_S^0 -Zerfälle nachgewiesen.

Die meisten Experimente beschreiben ihre Akzeptanz auch mit einer Stufenfunktion, die für $t < t^{\min}$ und $t > t^{\max}$ verschwindet und für $t^{\min} < t < t^{\max}$ konstant $\neq 0$ ist. Dabei wird $t^{\min}$ für jeden Zerfall individuell auf die gleiche Weise bestimmt wie auch in unserem Experiment, d.h. durch Beibehaltung aller Parameter und der gedachten Reduzierung der Flugstrecke, bis das Ereignis nicht mehr die Auswahlkriterien erfüllt.

Mit Ausnahme der Akzeptanzbestimmung bei kleinen Lebensdauern können die o.a. möglichen systematischen Fehler der anderen Experimente bei NA11 ausgeschlossen werden.

9.3 Bewertung

Angesichts der oben erwähnten potentiellen systematischen Fehler und der etwas starken Streuung der vorliegenden Messungen, liefert unser Experiment, das die größte Anzahl vollständig rekonstruierter D-Zerfälle mit Lebensdauerinformation enthält, einen wichtigen Beitrag zur Bestimmung der Lebensdauer der geladenen und der neutralen D-Mesonen.

Die Stärken dieses Experimentes sind

- die Lebensdauerermessung mit ausschließlich vollständig rekonstruierten Zerfällen,
- gute Teilchenidentifizierung,
- durch Messung der invarianten Massen abgesicherte Untergrundbestimmung,
- konstante Akzeptanz für langlebige Teilchen bis zur ersten Detektorebene.

Das Experiment hat zwei Schwächen, die im Nachfolgeexperiment NA32 gemindert werden.

- Geringe Akzeptanz für Lebensdauern unter $2 \cdot 10^{-13}$ s und daher starke Korrekturen für Verluste bei kurzen Lebensdauern. Dies ist auf die Probleme bei der Spurrekonstruktion zurückzuführen, die wegen überlappender Cluster zu häufig vieldeutige Lösungen zulässt und dadurch nicht normalverteilte Fehler der Spurmessungen hervorruft. Die Ausläufer dieser Fehlerverteilungen nötigen zu sehr restriktiven Auswahlkriterien.
- Mangel an Information aus der Region der Flugstrecke der Charm-Teilchen erschwert die Zuordnung von Spuren zu den jeweiligen Vertices. Deshalb können Zerfälle nicht ausschliesslich anhand ihrer Topologie zu erkannt werden.

Unsere Ergebnisse, die aus der Entwicklung und Anwendung einer völlig neuen Technik der Lebensdauerermessung kurzlebiger Teilchen unabhängig gewonnen wurden,

unterstützen klar die auch von der Mehrzahl der übrigen Experimente gefundene Werte der Lebensdauern von ca. $4 \cdot 10^{-13}$ s für D^0 und $9 \cdot 10^{-13}$ s für D^+ .

Das von uns gefundene Verhältnis der Lebensdauern τ_{D^+}/τ_{D^0} von $2,8^{+1,1}_{-0,8}$ stimmt gut mit dem Quotienten der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse (BR) für D^+ und D^0 überein. Das MARK III-Experiment [57] am e^+e^- -Speicherring SPEAR (SLAC) findet $\text{BR}(D^+ \rightarrow e+X) = 17 \pm 3 \pm 3\%$ und $\text{BR}(D^0 \rightarrow e+X) = 6 \pm 2 \pm 2\%$ und für den Quotienten $\text{BR}_{sl}^+/\text{BR}_{sl}^0 = 2,78 \pm 0,8^{(+0,3}_{-0,4)}$.

9.4 Bestimmung eines neuen Welt-Mittelwertes der Lebensdauern

Seit der Veröffentlichung des Review of Particle Properties [38] sind mehrere neue Messungen der Lebensdauer von D-Mesonen (teilweise in vorläufiger Form) veröffentlicht worden. Ich führe daher eine neue Mittelung aller in Tab. 9.1 aufgeführten Messungen durch.

Experimentelle Daten mit unsymmetrischen Fehlern lassen sich nicht einfach miteln. Die statistische Information über eine Meßgröße ist bei den meisten Experimenten in einer Likelihood-Funktion enthalten. Eine exakte Methode, die statistische Information verschiedener Experimente zu vereinigen, ist die Multiplikation ihrer Likelihood-Funktionen.

Von der Likelihood-Funktion L werden jedoch i.a. nur die Werte der Variablen τ angegeben, bei denen L maximal wird und bei denen $\ln L$ um 0,5 vom Maximalwert abgefallen ist.

Ich habe daher eine Parametrisierung für $\ln L$ gewählt, die die tatsächliche Likelihood-Funktion annähert. $\ln L$ wird durch zwei Parabelhälften mit unterschiedlichen Krümmungen beschrieben:

$$\begin{aligned} \ln L' &= -\kappa(\tau - \bar{\tau})^2 \\ \text{mit } \kappa &= \frac{1}{2\sigma_-^2} \quad \text{für } \tau < \bar{\tau} \\ \text{und } \kappa &= \frac{1}{2\sigma_+^2} \quad \text{für } \tau \geq \bar{\tau}, \end{aligned}$$

dabei ist $\bar{\tau}$ der angegebene Mittelwert und σ_- und σ_+ der angegebene untere und obere Fehler.

Die Funktion $\ln L'$ hat die wesentlichen Eigenschaften der Likelihood-Funktion einer Exponentialverteilung. Sie ist maximal bei $\tau = \bar{\tau}$, variiert quadratisch in der Umgebung des Maximums, und sie fällt bei $\tau = \bar{\tau} \pm \sigma_{\pm}$ auf den Maximalwert-0,5 ab. Wesentliche Abweichungen von realistischen Likelihood-Funktionen ergeben sich erst bei mehreren Standardabweichungen vom Maximum. Da die Abweichungen jedoch für alle Experimente ähnlich sein werden, wird ihr Einfluß vernachlässigt.

Einige Experimente geben zusätzlich zu den statistischen Fehlern systematische Fehler an. Unter der Annahme, daß diese systematischen Fehler mit den statistischen Fehlern nicht korreliert sind, habe ich sie quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert.

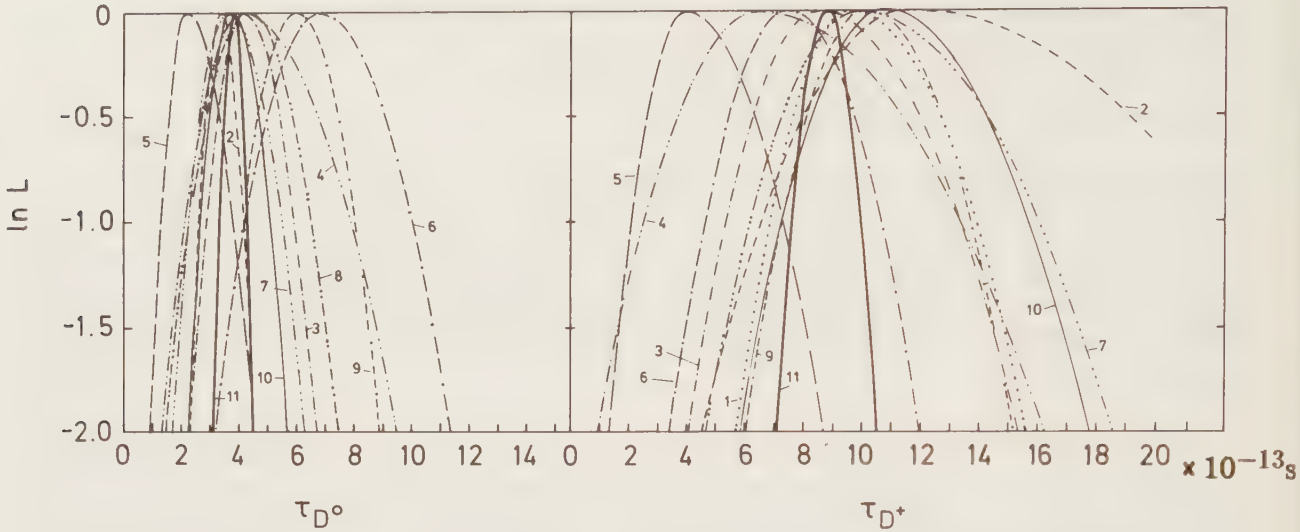


Abb. 9.1 Rekonstruierte Logarithmus-Likelihood-Funktionen der in Tab. 9.1 aufgeführten Experimente. Die Numerierung bezieht sich auf Tab. 9.1. Die stark ausgezogene Linie (11) ist die Summe aller $\ln L'_i$.

Abb. 9.1 zeigt die so rekonstruierten Logarithmus-Likelihood-Funktionen der in Tab. 9.1 aufgeführten Experimente. Die gemeinsame Logarithmus-Likelihood-Funktion aller Experimente ist die Summe der $\ln L'_i$ der einzelnen Experimente i

$$\ln L'_{\text{all}} = \sum_i \ln L'_i + c,$$

c ist eine beliebige Konstante.

Der Verlauf der Summe der Logarithmus-Likelihood-Funktionen $\ln L'_i$ ist auch in Abb. 9.1 dargestellt.

Als neue Welt-Mittelwerte für die Lebensdauern von D^0 und D^+ ergeben sich*

$$\tau_{D^+} = (8,75^{+0,85}_{-0,85}) \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \text{und} \quad \tau_{D^0} = (3,82^{+0,35}_{-0,35}) \cdot 10^{-13} \text{ s}.$$

Nach (8.11) erhält man für das Verhältnis der Lebensdauern

$$\tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2,28^{+0,31}_{-0,29}$$

* [6] schlägt vor, das Experiment WA58 von der Mittelung auszuschließen. Wenn WA58 ausgenommen wird, liefert die hier verwendete Methode $\tau_{D^+} = (9,45^{+0,95}_{-0,95}) \cdot 10^{-13} \text{ s}$ und $\tau_{D^0} = (3,97^{+0,37}_{-0,37}) \cdot 10^{-13} \text{ s}$.

10. Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Erwartungen

Die Messungen dieses Experimentes sowie die der anderen Experimente zeigen, daß

- die Lebensdauer des geladenen D-Mesons 2–3 mal größer ist als die des neutralen, und daß
- die Größenordnung der Lebensdauern mit der einfachen Skalierung vom β -Zerfall des Myons übereinstimmt.

Die genaue theoretische Berechnung der Lebensdauer stößt auf zwei schwierige Probleme:

1. Bestimmung der Masse des Charm-Quarks.
2. Berechnung des Einflusses der Starken Wechselwirkung beim Zerfall der Charm-Teilchen.

Einen umfassenden Überblick über die gegenwärtigen Modellvorstellungen zu den Schwachen Zerfällen schwerer Quarks gibt Rückl [58].

10.1 Das einfache Zuschauermodell

Unter Vernachlässigung der Starken Wechselwirkung sind die wichtigsten Zerfallsdiagramme für das Charm-Quark in Abb. 1.2 dargestellt. Dabei dominiert beim Zerfall der D-Mesonen die W-Abstrahlung (Abb. 1.2a,b). Der W-Austausch (Abb. 1.2c) und die Annihilation (Abb. 1.2d) sind dagegen proportional zu $m_1^2 + m_2^2$, wobei m_1 und m_2 die Massen der Fermionen e, ν_e ; μ, ν_μ ; $u, \bar{d}$ oder $s, \bar{d}$ sind [10]. Dies ist die Helizitätsunterdrückung, die auch den Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ unterdrückt. Sie spiegelt die Tatsache wider, daß ein Spin-0-Teilchen nicht in zwei masselose Fermionen zerfallen kann, wenn nur linkshändige Fermionen an der Schwachen Wechselwirkung teilnehmen (V-A-Struktur). Diese Unterdrückung ist für den Zerfall des F^+ -Mesons geringer, da es auch in τ^+, ν_τ zerfallen kann und die Masse des τ groß ist (1784 MeV/c²).

Im einfachen Zuschauermodell wird der Zerfall der Charm-Teilchen durch den Zerfall des als frei betrachteten Charm-Quarks beschrieben und angenommen, daß die entstehenden und die begleitenden Quarks mit Wahrscheinlichkeit 1 in Hadronen fragmentieren. Der Einfluß der begleitenden Quarks, die Masse der leichteren Quarks und die Starke Wechselwirkung werden vernachlässigt.

Wie schon in Kapitel 1 erwähnt, kann die partielle Breite für den semileptonischen Zerfall des Charm-Quark bei vernachlässigter Masse der Zerfallsprodukte aus dem μ -Zerfall abgeleitet werden.

$$\Gamma_{sl}(c \rightarrow s' l^+ \nu_l) \approx \left(\frac{m_c}{m_\mu} \right)^5 \Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu), \quad (1.1)$$

Das Charm-Quark in D-Mesonen kann in zwei Sorten Leptonen* und in Quarks dreier verschiedener Farben zerfallen. Man erwartet so in Abwesenheit der Starken Wechselwirkung für die totale Breite des Charm-Quark-Zerfalles

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx 5 \times \Gamma_{\text{sl}}, \quad (10.1)$$

also ein semileptonisches Verzweigungsverhältnis von 20 %.

Masse des Charm-Quarks. Da Quarks nur in gebundenen Zuständen in Mesonen und Baryonen vorkommen, ist es unmöglich, die Massen der freien Quarks zu bestimmen. Innerhalb der gebundenen Zustände wird ihre Masse durch die Bindungsenergie verdeckt.

Trotzdem wird das Konzept der effektiven Quarkmasse in verschiedenen Modellen verwendet. Man unterscheidet zwischen sogenannten Strommassen und Konstituentenmassen der Quarks. Die Strommasse geht in die QCD-Lagrangedichte ein und ist abhängig von der Impulsskala μ , bei der die Renormierung durchgeführt wird [59]. Die Konstituentenmasse ist ein phänomenologischer Parameter, der u.a. zur Beschreibung der gebundenen schweren $q\bar{q}$ -Zustände verwendet wird; sie entspricht etwa der halben Masse der leichtesten $q\bar{q}$ -Vektormesonen [60,61].

Die Strommasse des Charm-Quarks wird mit $1,35 \text{ GeV}/c^2$ bei $\mu = 1 \text{ GeV}/c$ angegeben [59], wohingegen die Konstituentenmasse zwischen $1,5$ und $1,8 \text{ GeV}/c^2$ liegt [60,61].

Wegen der Unsicherheit in der Wahl der Masse des Charm-Quarks ist die Vorhersage der absoluten semileptonischen Breite Γ_{sl} nur größenordnungsmäßig möglich. Für $m_c = 1,35 \dots 1,8 \text{ GeV}/c^2$ liegt Γ_{sl} zwischen $1,5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ und $6,5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Für die Lebensdauer aller Charm-Teilchen ergibt sich daraus nach (10.1) $3 \dots 13 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. Die gemessenen Lebensdauern (Tab. 9.1) stimmen damit überein.

Umgekehrt kann man aus den gemessenen semileptonischen Verzweigungsverhältnissen und Lebensdauern die semileptonische Breite und über (1.1) eine effektive Masse des Charm-Quarks bestimmen.

Mit den Verzweigungsverhältnissen aus [57] und den gemittelten Lebensdauern (Abschnitt 9.4) ergibt sich

$$\Gamma_{\text{sl}}(D^+) = \frac{0,17 \pm 0,03 \pm 0,03}{(8,75 \pm 0,85) \cdot 10^{-13} \text{ s}} = (1,94 \pm 0,4 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

$$\Gamma_{\text{sl}}(D^0) = \frac{0,06 \pm 0,02 \pm 0,015}{(3,82 \pm 0,35) \cdot 10^{-13} \text{ s}} = (1,57 \pm 0,5 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

* Der Zerfall in τ, ν_τ ist energetisch nicht möglich bzw. beim Annihilationsdiagramm für D^+ zwar möglich, aber wegen des geringen Phasenraums stark unterdrückt.

Das Verhältnis der semileptonischen Breiten $\Gamma_{sl}^+/\Gamma_{sl}^0 = 1,24 \pm 0,48^*$ ist mit 1 verträglich. Der Fehler an diesem Verhältnis wird durch die Messung der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse dominiert.

Im Zuschauermodell erwartet man, daß die semileptonischen Breiten der verschiedenen Charmteilchen gleich sind, da der Cabibbo-bevorzugte Schwache Strom durch $\Delta I = 0$ gekennzeichnet ist**. Das Energiespektrum der Elektronen aus dem semileptonischen Zerfall der D-Mesonen [62] bestätigt, daß die D-Mesonen ($I = 1/2$) semileptonisch hauptsächlich in K und K^* ($I = 1/2$) zerfallen ($D \rightarrow K e \nu$ und $D \rightarrow K^* e \nu$).

Eine Vergrößerung der semileptonischen Breiten des D^+ und des F^+ durch W-Annihilation ist möglich (siehe Abschnitt 10.3), beim D^+ jedoch nur Cabibbo-unterdrückt.

Ich verwende daher die semileptonische Breite des D^0 , um eine effektive Masse des Charm-Quarks zu berechnen; dabei werden der statistische und der systematische Fehler quadratisch addiert. Aus (1.1) ergibt sich mit $\Gamma_{sl} = (1,57 \pm 0,6) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ für die Masse des Charm-Quarks

$$m_c = 1,35 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$$

Diese Berechnung der Masse des c-Quarks vernachlässigt allerdings die Masse der Teilchen in den Endzuständen und stellt daher eher eine untere Grenze für die Masse des Charm-Quarks dar.

Grenzen des einfachen Zuschauermodells. Die Lebensdauern und die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von D^+ und D^0 sind signifikant verschieden. Die einfache Form des Zuschauermodells kann daher den Zerfall der Charm-Teilchen nicht befriedigend beschreiben.

Das einfache Zuschauermodell ist an mehreren Stellen verbessert worden ([58] und dort aufgeführte Literatur):

1. QCD-Korrekturen durch den Austausch von Gluonen.
2. Berücksichtigung der endlichen Quarkmassen bei den Zerfallsprodukten.
3. Antisymmetrisierung der Wellenfunktion für identische Quarks in den Endzuständen.
4. Berücksichtigung des W-Austausches und der Annihilation in Gegenwart von Gluonen.

* unter der Annahme, daß die angegebenen systematischen Fehler der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse sich größtenteils kompensieren.

** Bei K^0 und K^+ sind die semileptonischen Zerfälle Cabibbo-unterdrückt ($\Delta I = 1/2$); dadurch ist die semileptonische Breite des K^0 zweimal größer als die des K^+ .

Die ersten drei Punkte können als Verfeinerung des Zuschauermodells betrachtet werden; (4) berücksichtigt dagegen die aktive Teilnahme des begleitenden Quarks beim Zerfallsprozeß. (1) und (2) beeinflussen die Lebensdauer aller Charm-Teilchen gleichermaßen, (3) und (4) können jedoch Unterschiede in der Lebensdauer verschiedener Charm-Teilchen erzeugen.

10.2 Verbessertes Zuschauermodell

10.2.1 EINFLUSS DER STARKEN WECHSELWIRKUNG

Der Einfluß der Starken Wechselwirkung auf die hadronischen Zerfälle der Charm-Teilchen wird i.a. in zwei Effekte gegliedert [63].

1. Korrekturen am Hamiltonoperator der Schwachen Wechselwirkung, der den Übergang $c \rightarrow s' + u + d'$ beschreibt. Diese Korrekturen modifizieren die Rate der nichtleptonischen Zerfälle.
2. Korrekturen durch die Starke Wechselwirkung in den Anfangs- und Endzuständen (Abschnitt 10.3).



Abb. 10.1 Aus [58]. QCD-Korrekturen bei nichtleptonischen Zerfällen in niedrigster Ordnung. Die dicke Linie stellt das Charm-Quark, die dünnen Linien stellen die leichteren Quarks dar. Gluonen sind als wellige Linien angegeben.

Abb. 10.1 zeigt die Graphen, die in niedrigster Ordnung QCD-Störungstheorie eine Korrektur zum Hamiltonoperator des Schwachen Zerfalls darstellen. Nach [64,65] wird durch Berücksichtigung dieser Korrekturen die Rate der hadronischen Zerfälle erhöht und damit das erwartete semileptonische Verzweungsverhältnis auf ca. 13 % [64] bzw. 11 % [65] gesenkt.

10.2.2 KORREKTUREN DURCH ENDLICHE QUARKMASSEN

In der Abschätzung (1.1) wurden die Massen der Quarks im Endzustand vernachlässigt. Durch die Berücksichtigung der Quarkmassen wird der zu Verfügung stehende Phasenraum in den rein hadronischen Endzuständen stärker als in den semileptonischen verkleinert und damit die nichtleptonische Breite reduziert.

Diese Reduktion hängt stark von den angenommenen Quarkmassen ab. Für Strommassen ist die Reduktion gering, während sie für Konstituentenmassen einen Faktor 2 ausmacht [58].

Damit ergibt die Abschätzung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses $BR_{sl} = 13 - 20 \%$ [65].

10.2.3 ANTISYMMETRISIERUNG DER WELLENFUNKTION BEI IDENTISCHEN QUARKS

Beim Cabibbo-bevorzugten hadronischen Zerfall des D^+ liegen zwei $\bar{d}$ -Quarks im Endzustand vor (Abb. 10.2), die miteinander interferieren. Die Wellenfunktion des Endzustandes muß bezüglich der zwei identischen Quarks antisymmetrisiert werden.

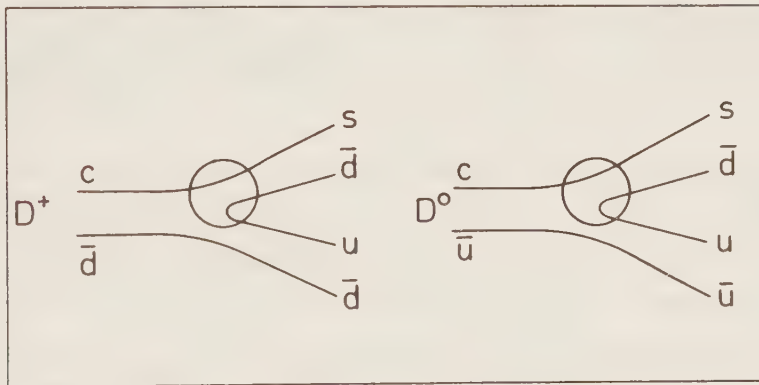


Abb. 10.2 Cabibbo-bevorzugter Zweikörperzerfall von D^+ und D^0 . Die Kreise stellen die Schwache Wechselwirkung mit den QCD-Korrekturen dar.

Die Stärke der Interferenz zwischen den beiden $\bar{d}$ -Quarks und ihr Vorzeichen hängen sehr stark von den Einzelheiten der Wellenfunktion des D^+ -Mesons ab. In einem Modell freier Quarks wäre sie konstruktiv [66]. Durch QCD-Effekte wird die Interferenz jedoch destruktiv und reduziert so die hadronische Zerfallsrate des D^+ .

Die Stärke der Interferenz ist zwar unsicher (6 – 40 % Reduktion der hadronischen Breite des D^+) [67 – 71], sie kann jedoch nicht allein für den großen Unterschied in der Lebensdauer von D^+ und D^0 verantwortlich sein [58].

10.3 W-Austausch- und Annihilationsdiagramme

Im Zuschauermodell kann der große Unterschied der Lebensdauer der geladenen und neutralen D-Mesonen nicht erklärt werden.

Die oben erwähnten W-Austausch- und Annihilationsdiagramme wurden daher genauer untersucht [72 – 74]. Die Vernachlässigung dieser Prozesse beruhte auf der Annahme, daß sich das $c\bar{q}$ -System in einem Spin-0-Zustand befindet.

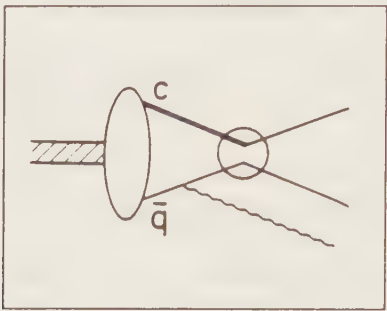


Abb. 10.3 Aus [58]. Emission von Gluonen vor dem W-Austausch.

Durch Emission eines oder mehrerer Gluonen (Abb. 10.3) kann das $c\bar{q}$ -System jedoch in einen höheren Spin-Zustand übergehen. In diesem Fall ist die Helizitätsunterdrückung aufgehoben.

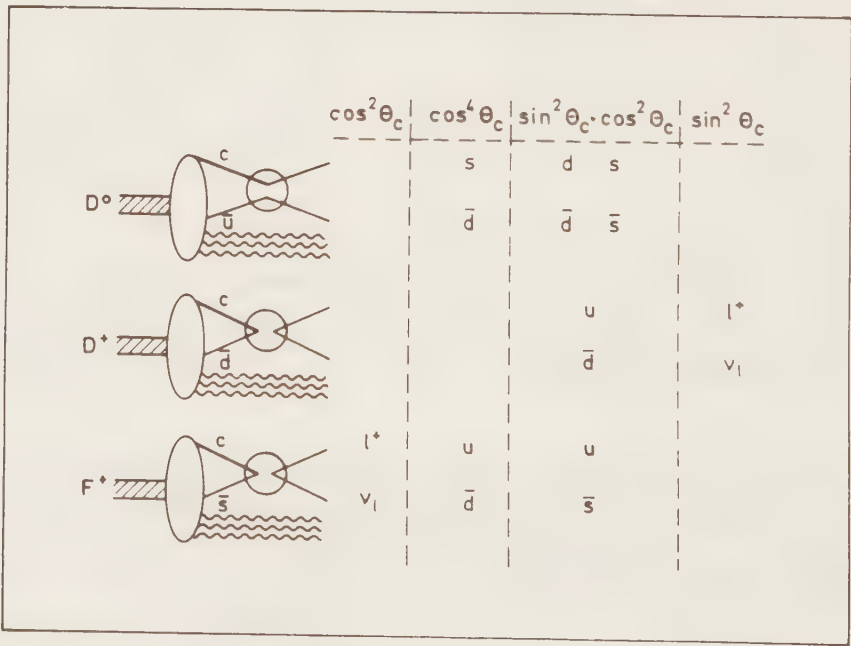


Abb. 10.4 Nach [58]. W-Austausch und Annihilation beim Zerfall von D^0 , D^+ , F^+ -Mesonen.

Abb. 10.4 zeigt die Zerfallsmöglichkeiten von D^0 , D^+ und F^+ über W-Austausch und Annihilation. Für das D^0 trägt das W-Austauschdiagramm bei Cabibbo-bevorzugten ($\cos^2 \theta_c$) und -unterdrückten ($\sin^2 \theta_c$) Zerfällen bei. Für das D^+ trägt das Annihila-

tionsdiagramm nur bei Cabibbo-unterdrückten Zerfällen bei. Beim D^+ -Zerfall spielt dieser Prozeß daher keine Rolle.

Über das Annihilationsdiagramm sind der hadronische und der semileptonische Zerfall des F^+ Cabibbo-bevorzugt möglich.

Da das W-Boson keine Farbe trägt, ist das W-Annihilationsdiagramm nur wirksam, wenn das $c\bar{q}$ -System ein Farb-Singulett (d.h. farbneutral) ist. Dazu müssen mindestens zwei Gluonen abgestrahlt werden. Das W-Austauschdiagramm trägt dagegen für Farb-Oktett- (farbige) und Singulett-Zustände bei.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich das $c\bar{q}$ -System in einem Singulett- oder Oktett-Zustand mit Spin $\neq 0$ befindet, ist schwer abzuschätzen. Zusätzlich spielt bei den Annihilations- und Austauschgraphen die räumliche Struktur der Wellenfunktion des $c\bar{q}$ -Systems (Überlapp von c und $\bar{q}$) für die Übergangswahrscheinlichkeit eine wichtige Rolle.

[72] gibt an, daß die Beiträge der Oktett-Zustände für Verhältnisse der Lebensdauern τ_{D^+}/τ_{D^0} von 1,2 bis 7 verantwortlich sein können. [74] schätzt den Effekt der Austausch- und Annihilationsgraphen auf das Verhältnis der hadronischen Breiten ab. Die Autoren erhalten für dieses Verhältnis etwa 2,7.

Nach [73] kann der W-Austausch und die W-Annihilation für ein Verhältnis der Lebensdauern τ_{D^+}/τ_{D^0} bis zu 3 sorgen. Die Autoren stellen heraus, daß sich die relative Stärke des Oktett- und Singulett-Beitrages in der Lebensdauer des F^+ -Mesons im Bezug auf die Lebensdauer des D^+ - und des D^0 -Mesons äußert. Wenn der Oktett-Beitrag dominiert, kann das F^+ nicht über Annihilation zerfallen und wird daher eine ähnliche Lebensdauer wie das D^+ haben. Wenn dagegen der Singulett-Beitrag dominiert, wird die F^+ -Lebensdauer ähnlich der des D^0 sein*. Trotzdem wird dann das semileptonische Verzweigungsverhältnis ähnlich sein wie das des D^+ . Außerdem erwartet man in diesem Fall, daß das F^+ häufig in Zustände ohne Seltsame Teilchen (Multi-Pion-Zustände) zerfallen wird.

10.4 Zusammenfassung

Das Zuschauermodell kann den Zerfall des geladenen D-Mesons zufriedenstellend beschreiben. Dabei wird das semileptonische Verzweigungsverhältnis und die Lebensdauer richtig vorhergesagt. Die Verstärkung der hadronischen Zerfälle beim D^0 , die zum Unterschied in der Lebensdauer und im semileptonischen Verzweigungsverhältnis von D^+ und D^0 führt, läßt sich jedoch erst durch W-Annihilations- und W-Austauschdiagramme erklären. Eine unabhängige Bestätigung für die Bedeutung von W-Annihilation und W-Austausch bei Charm-Teilchen-Zerfällen steht jedoch noch aus.

* Dafür spricht unsere Messung der F^+ -Lebensdauer [54] $\tau_F = 3,2^{+3,0}_{-1,3} \cdot 10^{-13}\text{s}$.

Zusätzlich kann auch eine Unterdrückung der hadronischen Breite des D^+ durch das Pauli-Prinzip zu dem o.a. Unterschied beitragen. In Zukunft wird das Studium des F-Mesons wichtige Aufschlüsse über die Zerfallsmechanismen des Charm-Quarks geben.

11. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung der Lebensdauern der geladenen und neutralen Charm-D-Mesonen mit der größten Anzahl vollständig rekonstruierter Zerfälle beschrieben. Dabei wurde eine neuartige Technik der hochgenauen Spurvermessung entwickelt und eingesetzt.

Die D-Mesonen werden in 200 GeV/c π^- -Be-Stößen am CERN/SPS erzeugt. Zur Anreicherung der aufgezeichneten Daten mit Charm-Ereignissen wird auf das Auftreten von einzelnen Elektronen aus dem semileptonischen Zerfall eines der beiden Teilchen getriggert.

Die erzeugten geladenen Teilchen werden in einem magnetischen Spektrometer mit Siliziumdetektoren, Vieldrahtproportional- und Driftkammern vermessen. Vielzellige Čerenkovzähler erlauben Teilchenidentifizierung über einen großen Impulsbereich.

Die Erkennung der Charm-Teilchen-Zerfälle und die Lebensdauerermessung wird mit einem System von eigens hierfür entwickelten Siliziumstreifendetektoren durchgeführt. Die Siliziumdetektoren erreichen eine Ortsauflösung von 5 μm für minimal ionisierende Teilchen.

In dieser Arbeit ist die Analyse der Cabibbo-bevorzugten Endzustände mit nur geladenen Teilchen, $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ dargestellt. Dabei werden 28 D^+ - und 26 D^0 -Zerfälle vollständig rekonstruiert.

Die gemessenen Lebensdauern von D^+ und D^0 sind

$$\tau_{D^+} = 10,6^{+3,6}_{-2,4} \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \text{und} \quad \tau_{D^0} = 3,7^{+1,0}_{-0,7} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

Das Verhältnis der Lebensdauern ergibt sich zu

$$\tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2,8^{+1,1}_{-0,8}$$

Die gemessenen Lebensdauern stimmen mit Messungen anderer Experimente überein, die vorwiegend optische Techniken einsetzen.

Der deutliche Unterschied der Lebensdauern von D^+ und D^0 zeigt, daß das Zuschauermodell die Zerfälle von D-Mesonen nicht befriedigend beschreiben kann und daß W-Austausch und W-Annihilation beim Zerfall der Charm-Teilchen eine wichtige Rolle spielen.

Mit der Entwicklung der hier dargestellten Technik der Isolierung von kurzlebigen Teilchen ist die Voraussetzungen für die Untersuchung der Charm-Teilchen mit hoher Statistik geschaffen worden. Wünschenswerte Verbesserungen dieser Technik sind:

- Messung der Ionisation in der Wechselwirkungsregion. Dies wird mit einem longitudinal (280 μm) und transversal (20 μm) segmentiertem aktiven Target im Nachfolgeexperiment NA32 [30] durchgeführt.

- Zusätzliche Redundanz im Vertexteleskop, um Untergrund durch fehlerrekonstruierte Spuren zu verringern. Dazu gehört eine Erhöhung der Anzahl von Ebenen im Vertexteleskop und die Spurmessung unter zusätzlichen Projektionswinkeln. Im NA32-Experiment wird eine weitere Ebene im Vertexteleskop mit horizontalen Streifen eingesetzt. Dadurch wird es möglich, Raumpuren auch ohne Hilfe der Driftkammerinformation zu rekonstruieren.
- Verbesserung der Mehrteilchentrennung. Eine wesentliche Begrenzung der nutzbaren Ortsauflösung der Detektoren ist die Kopplung der Signale auf die übernächsten Nachbarstreifen. Eine Möglichkeit, diese Kopplung im Konzept der kapazitiven Ladungsteilung zu verringern, wird in [36] vorgeschlagen.
- Integration der Ausleseelektronik. Für die Anwendung der Detektoren in größerem Maßstab, sowohl bei Targetexperimenten, besonders aber bei Speicherringexperimenten, müssen das Volumen, die Verlustleistung und die Kosten der Ausleseelektronik reduziert werden. Eine mögliche Lösung bietet sich durch Integration einer Vorverstärkerstufe und eines Multiplexers auf dem Detektor an. Zwei Gruppen arbeiten an einer derartigen Integration [75,76]. Mit einer derartigen Reduktion der Ausleseelektronik ist es dann auch bei großflächigen Detektoren möglich, jeden Diodenstreifen auszulesen und dadurch die Mehrteilchentrennung entscheidend zu verbessern.

Abschließend kann man feststellen, daß die Technik der Flugstreckenbestimmung kurzlebiger Teilchen mit Siliziumdetektoren eine zukunftssträchtige Methode zur Identifizierung und Untersuchung der verschiedenen neuen Teilchen (Charm- und Beauty-Mesonen und τ -Lepton) ist.

Literaturverzeichnis

- [1] J. J. Aubert et al., Experimental Observation of a Heavy Particle J, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [2] J. E. Augustin et al., Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [3] G. Goldhaber et al., Observation in e^+e^- Annihilation of Narrow State at 1865 MeV/c² Decaying into $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 255.
- [4] H. Fritzsch and P. Minkowski, Flavordynamics of Quarks and Leptons, *Phys. Rep.* **73** (1981) 67.
- [5] G. Trilling, The Properties of Charmed Particles, *Phys. Rep.* **75** (1981) 57.
- [6] R. Klanner, Weak Decays of Leptons and Quarks, to be published in *Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig*, July 1984.
- [7] E. G. Cazzoli et al., Evidence for $\Delta S = -\Delta Q$ Currents or Production of a Charm Baryon by Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1125.
- [8] A. Kernan and G. VanDalen, Charm and Beauty Production in Strong Interactions, *Phys. Rep.* **106** (1984) 299.
- [9] E. Neugebauer, Untersuchung der Produktion von Charm-Mesonen in π^- -Be-Wechselwirkungen bei 200 GeV/c, *Dissertation Univ. München*, Nov. 1984.
- [10] M. K. Gaillard, B. W. Lee and J. L. Rosner, Search for Charm, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 277.
- [11] N. Ushida et al., Measurement of the D^0 Lifetime, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1049;
N. Ushida et al., Measurement of the D^+ , F^+ , and Λ_c^+ Charmed-Particle Lifetimes, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1053.
- [12] M. I. Adamovich et al., Observation of a Pair of Charmed Particles Produced by High-Energy Photons in Nuclear Emulsions Coupled with a Magnetic Spectrometer, *Phys. Lett.* **99B** (1981) 271.
- [13] J. L. Benichou et al., A Rapid Cycling Hydrogen Bubble Chamber with High Spatial Resolution for Visualizing Charm Particle Decays, *Nucl. Instr. Meth.* **190** (1981) 487.
- [14] E. Ramseyer et al., BIBC a High Resolution Heavy Liquid Bubble Chamber, *Nucl. Instr. Meth.* **201** (1982) 335.
- [15] K. Abe et al., Charm Photoproduction at 20 GeV, *Phys. Rev. D* **30** (1984) 1.
- [16] R. Majka et al., Design and Performance of a High Resolution Streamer Chamber, *Nucl. Instr. Meth.* **192** (1982) 241.

- [17] V. Eckardt and S. Wenig, Development of a Small High-Pressure Streamer Chamber for Charm-Lifetime Measurements, *Nucl. Instr. Meth.* 213 (1983) 217.
- [18] J. Sandweiss et al., Observation of Production of Short-Lived Particles in a High-Resolution Streamer-Chamber Experiment, *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 1104.
- [19] E. R. Belau et al., Construction and Performance of a Small Drift Chamber with 23 μm Spatial Resolution, *Nucl. Instr. Meth.* 192 (1982) 217.
- [20] A. H. Walenta, State of the Art and Application of Wire Chambers, *Nucl. Instr. Meth.* 217 (1983) 65.
- [21] J. M. Yelton et al., Measurement of the D^0 Lifetime, *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 2019.
- [22] E. R. Belau et al., The Charge Collection in Silicon Detectors, *Nucl. Instr. Meth.* 214 (1983) 253.
- [23] J. Kemmer, Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process, *Nucl. Instr. Meth.* 169 (1980) 449.
- [24] S. R. Amendolia et al., Construction and Performance of a Silicon Target for the Decay-Path Measurement of Long-Lived Mesons, *Nucl. Instr. Meth.* 176 (1980) 449.
- [25] M. A. Giorgi, Use of Germanium Targets for Lifetime Measurement, *Nucl. Instr. Meth.* 225 (1984) 593.
- [26] B. D. Hyams et al., A Silicon Counter Telescope to Study Short-Lived Particles in High-Energy Hadronic Interactions, *Nucl. Instr. Meth.* 205 (1983) 99.
- [27] R. Bailey et al., A Vertex Telescope of 5 μm Resolution Silicon Strip Detectors for the Observation of Charm Events, *MPI-PAE/Exp. El.* 121, Sept. 1983.
- [28] E. Gatti and P. Rehak, Semiconductor Drift Chamber — An Application of a Novel Charge Transport Scheme, *Nucl. Instr. Meth.* 225 (1984) 608.
- [29] P. Holl, Entwicklung und Test einer Siliziumdriftkammer, *Diplomarbeit TU München*, April 1985.
- [30] NA32 Proposal, *CERN/SPSC/82-57 SPSC/P180* (1982).
- [31] R. Bailey et al., Observation of $D^{*\pm}$ and D^0/D^+ Production in High-Energy π^- Be Interactions at the SPS, *Phys. Lett.* 132 B (1983) 230.
- [32] R. Bailey et al., Production and Decay Properties of D and D^* Mesons in π^- Be Interactions, *Phys. Lett.* 132 B (1983) 237.
- [33] W. Spierenburg, Charmed Baryon Search in Hadronic Interactions, *Thesis, NIKHEF-H, Amsterdam*, 1983.

- [34] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, 1981.
- [35] J. B. A. England et al., Capacitive Charge Division Read-Out with a Silicon Strip Detector, *Nucl. Instr. Meth.* **185** (1981) 43.
- [36] U. Kötz et al., Silicon Strip Detectors with Capacitive Charge Division, *MPI-PAE/Exp. El.* **142**, Nov. 1984.
- [37] Lehrbücher zur Statistik, z.B.
S. Brandt, Datenanalyse, *Bibliographisches Institut*, 1975.
W. T. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland, 1971.
- [38] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 56, No. 2, Part 2, April 1984
- [39] R. Bailey et al., Measurement of the Lifetime of Charged and Neutral D-Mesons with High Resolution Silicon Strip Detectors, *Contribution to the XXII International Conference on High Energy Physics, Leipzig*, July, 15-22, 1984.
- [40] G. Kalmus, Weak Decays of New Particles, *Journal de Physique, Colloque* **43** (1982) C3-431.
- [41] C. Jarlskog, Weak Decays, *Proceed. of the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton*, July 20-27, 1983 p. 768.
- [42] N. W. Reay, Heavy Quark and Lepton Lifetimes, *Proceed. of the Int. Lepton/Photon Symposium, Cornell University*, 1983 p. 244.
- [43] R. A. Sidwell, Measurement of Charm Particle Lifetimes, *Ann. Rev. Nucl. Phys.* **33** (1983) 539.
- [44] E. Albin et al., Electronic Measurement of the Lifetime of D^+ Mesons, *Phys. Lett.* **110B** (1982) 339.
- [45] N. Ushida et al., New Result for the Lifetime of the D^0 Meson, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 844;
N. Ushida et al., New Results for the Lifetimes of the D^+ , $F^\pm$, and Λ_c^+ particles, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 2362.
- [46] M. Aguilar-Benitez et al., Lifetime Measurement of Charm Mesons Produced in π^-p and pp Interactions at 360 GeV/c, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 312.
- [47] A. Badertscher et al., Search for Charmed Particles with the Heavy Liquid Bubble Chamber BIBC, *Phys. Lett.* **123B** (1983) 471.
- [48] M. I. Adamovich et al., Charged Charmed Particle Lifetime, *Phys. Lett.* **140B** (1984) 119;

- M. I. Adamovich et al., Measurement of the Lifetime of Neutral Charmed Mesons, *Phys. Lett.* **140B** (1984) 123.
- [49] M. Aguilar-Benitez et al., Neutral D-Meson Properties in 360 GeV/c π^-p Interactions, *Phys. Lett.* **146B** (1984) 266.
- [50] M. Aguilar-Benitez et al., Lifetime of D^+ Mesons produced in 360 GeV/c π^-p Interactions, *Contribution to the XXII International Conference on High Energy Physics, Leipzig*, July, 15-22, 1984.
- [51] K. Abe et al., Charm Photoproduction at 20 GeV Including Preliminary Lifetime Results with Improved Optical Resolution, *Contribution to the XXII International Conference on High Energy Physics, Leipzig*, July, 15-22, 1984.
- [52] A. Chen et al., Evidence for the F Meson at 1970 MeV, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 634
- [53] M. Althoff et al., Observation of F Meson Production in High Energy e^+e^- Annihilation, *Phys. Lett.* **136B** (1984) 130.
- [54] R. Bailey et al., Measurement of Mass and Lifetime of Hadronically Produced F Mesons, *Phys. Lett.* **139B** (1984) 320.
- [55] H. Albrecht et al., Evidence for F^* Production in e^+e^- Annihilation at 10 GeV Center-of-Mass Energy, *Phys. Lett.* **146B** (1984) 111;
H. Albrecht et al., Production and Decay of F Mesons in e^+e^- Annihilation at 10 GeV Center-of-Mass Energy, to be published in *Phys. Lett.*
- [56] J. M. Weiss, HRS Results on D and F Production at PEP, *Contribution to the XXII International Conference on High Energy Physics, Leipzig*, July, 15-22, 1984.
- [57] R. M. Baltrusaitis et al., The Properties of Charmed D-Mesons Measured in e^+e^- collisions at $\sqrt{S} = 3768$ MeV, *Contribution to the XXII International Conference on High Energy Physics, Leipzig*, July, 15-22, 1984.
- [58] R. Rückl, Weak Decays of Heavy Flavours, *Habilitationsschrift, Universität München*, Okt. 1983.
- [59] J. Grassler and H. Leutwyler, Quark Masses, *Phys. Rep.* **87** (1982) 77.
- [60] H. Georgi and H. D. Politzer, Freedom at Moderate Energies: Masses in Color Dynamics, *Phys. Rev. D* **14** (1976) 1829.
- [61] A. Martin, Heavy Quark Systems, *Proceed. of the EPS Intern. Conf. on High Energy Physics, Lisbon* 1981, p. 533.
- [62] W. Bacino et al., Semileptonic Decays of the D-Meson, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1073.

- [63] M. K. Gaillard, Weak Decays of Heavy Quarks, *Proc. Summer Institute on Particle Physics, SLAC Report 215* (1978), p. 397,
ebenso Rückl [58] und darin enthaltene Literaturverweise (dort [21]).
- [64] N. Cabibbo and L. Maiani, Two-Body Decays of Charmed Mesons, *Phys. Lett.* **73B** (1978) 418.
- [65] R. Rückl [58], Seite 76.
- [66] H. Fritzsch, Weak Decays of Heavy Quarks, *MPI-PAE/PTh* 69/81, 1981.
- [67] B. Guberina et al., D-Meson Lifetime and Decays, *Phys. Lett.* **89B** (1979) 111.
- [68] Y. Koide, Inclusive Studies of Charmed-Mesons and SU(4) 20-plet Dominance Model, *Phys. Rev. D* **20** (1979) 1739.
- [69] T. Kobayashi and N. Yamazaki, On the Decay of the D^+ -Meson, *Prog. Theor. Phys.* **65** (1981) 775.
- [70] G. Altarelli and L. Maiani, Identical Particle Interference in D^+ -Lifetime, *Phys. Lett.* **118B** (1982) 414.
- [71] N. Bilič et al., Pauli Interference Effect in $D^\pm$ -Lifetime, *MPI-PAE/PTh* 28/84, April 1984.
- [72] M. Brander et al., Mechanism for the Difference in Lifetimes of Charged and Neutral D Mesons, *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 7.
- [73] H. Fritzsch and P. Minkowski, The Puzzle of Nonleptonic Decays and its Resolution, *Phys. Lett.* **90B** (1980) 455.
- [74] W. Bernreuter et al., The Surprising Nonleptonic Decays, *Z. Physik* **C4** (1980) 257.
- [75] R. Hofmann et al., Development of Readout Electronics for Monolithic Integration with Diode Strip Detectors, *Nucl. Instr. Meth.* **226** (1984) 196.
- [76] J. T. Walker et al., Development of High Density Readout for Silicon Strip Detectors, *Nucl. Instr. Meth.* **226** (1984) 200.

Danksagung

Ich danke Herrn Dr. Robert Klanner für sein Engagement bei meiner Ausbildung. Sein Enthusiasmus und seine Kritik haben mich stets motiviert.

Herrn Dr. G. Lutz bin ich sehr dankbar für seine umfangreiche Unterstützung bei der Datenanalyse. Herrn Dr. habil. W. Blum danke ich für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit, viele hilfreiche Diskussionen und seine fruchtbare Kritik am Manuskript. Herrn Dr. U. Stierlin danke ich für seine großzügige Förderung meiner Weiterbildung auf Kongressen und Schulen.

Meinen Kollegen vom NA11-Experiment danke ich für ihr großes Engagement bei der Durchführung unseres Experimentes. Besonders hervorheben möchte die Leistungen von Herrn Dipl.-Phys. E. Neugebauer und Herrn Dr. W. Männer bei der Entwicklung der Rekonstruktionsprogramme.

Die Ergebnisse dieser Arbeit waren nur Dank der Pionierarbeit von Herrn Dr. J. Kemmer, TU München, auf dem Gebiet der Siliziumdetektoren möglich. Er stellte die genauesten elektronischen Detektoren der Welt her. Herr P. Šolc montierte sie mit bewundernswerter Sorgfalt und Genauigkeit.

Frau R. Heininger danke ich für die sorgfältige Zeichnung der Abbildungen.

Ulla danke ich für ihr Verständnis.

Lebenslauf

Egbert Rüdiger Belau

- am 9. 2. 1954 geboren in Bad Honnef / Rhein
Vater: Hansbruno Belau
Mutter: Marianne Belau, geb. Wibbeling
- 1960 – 1964 Besuch der Volksschule in Idar-Oberstein
1964 – 1969 Besuch des staatl. Göttenbach-Gymnasiums
in Idar-Oberstein (math.-natw. Zweig)
1969 – 1972 Besuch des städt. Helmholtz-Gymnasiums
in Bonn (math.-natw. Zweig)
18. 5. 1972 Abitur
- 1972 – 1974 Wehrdienst
1974 3-monat. Praktikum als Elektromechaniker
- WS 1974 – SS 1976 Studium der Physik an der Universität Bonn
13. 9. 1976 Vordiplom der Universität Bonn
- WS 1976 – SS 1980 Studium der Physik an der
Technischen Universität München
- 1979 - 1980 Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Physik
Thema: "Entwicklung einer Driftkammer
mit besonders hoher Ortsauflösung"
31. 7. 1980 Diplom der Technischen Universität München
- seit 1. 11. 1980 Vorbereitung auf die Promotion
am Max-Planck-Institut für Physik München
1. 11. 1980 zweijähriger Aufenthalt am
bis Europäischen Kernforschungszentrum CERN
30. 11. 1982 in Genf zur Durchführung des Experimentes

